ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

«РОЖДЕНИЕ Z БОЗОНОВ В РР СОУДАРЕНИЯХ НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ»

Выполнил студент 213М группы Дьячков Игорь Сергеевич

подпись студента

Научный руководитель: профессор Смирнова Лидия Николаевна

подпись научного руководителя

Допущена к защите_____

Зав. кафедрой_____ подпись зав.кафедрой

Москва 2021

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	3
Глава 1. Z бозон Стандартной модели	5
Глава 2. Большой адронный коллайдер. Детектор ATLAS	9
Глава 3. Проект открытых данных ATLAS (OpenData)	14
Глава 4. Исследование свойств Z бозона	19
4.1. Критерии отбора событий для анализа Z бозонов	19
4.2. Измерение массы Z бозона	21
4.3. Распределения Z бозонов по псевдобыстроте	24
4.4. Рождение Z бозонов со струями	26
Глава 5. Изучение асимметрии вперёд-назад	
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	

ВВЕДЕНИЕ

Большой адронный коллайдер – передовой по энергии соударяющихся частиц и набираемой статистике эксперимент в области физики высоких энергий. Его главным достижением стало открытие в 2012 году бозона Хиггса. Однако этим его возможности не ограничиваются. На коллайдере решается широкий спектр задач. Детектор ALICE изучает столкновения тяжёлых ядер, LHCb построен для детального изучения В-мезонов, детекторы ATLAS и CMS исследуют множество интересных процессов. Также работает множество малых экспериментов.

Актуальность темы определяется тем, что Z бозоны, в большом количестве рождающиеся при соударении протонов высокой энергии в коллайдере, исследуются в экспериментах ATLAS и CMS. Эти тяжёлые частицы – переносчики слабого взаимодействия. Проводятся прецизионные измерения характеристик их рождения и распада. Эти данные позволяют проводить проверки Стандартной модели и уточнять её параметры. Сейчас на Большом адронном коллайдере решаются следующие важные задачи: определение коэффициентов для угловых распределений лептонов в распадах Z бозонов, измерение угла Вайнберга из этих распределений, исследование поляризации т-лептонов в распадах Z бозонов, более точная проверка различных параметров Стандартной модели, поиски физики за пределами Стандартной модели.

С повышением энергии соударений во втором сеансе работы Большого адронного коллайдера до 13 ТэВ большую роль стали играть события с одновременным рождением нескольких тяжёлых объектов. Большая накопленная светимость позволяет исследовать такие события. Их изучение интересно с точки зрения проверки расчётов квантовой хромодинамики высоких порядков и констант взаимодействия тяжёлых объектов друг с другом.

3

Целью работы является исследование распадов Z бозонов, родившихся при соударении протонов в детекторе ATLAS с энергией 13 ТэВ, в том числе в сопровождении струй, при использовании данных, размещённых на портале открытых данных эксперимента ATLAS.

При реконструкции Z бозонов были использованы лептонные распады, так как они лучше всего регистрируются детекторами. Чтобы выделить Z бозоны из фона, на события наложен набор условий. Из измеренных характеристик электронов и мюонов были рассчитаны характеристики Z бозона, построены распределения по различным переменным. В качестве одной из исследуемых характеристик в работе выступает масса Z бозона, важный параметр Стандартной модели. Проведён анализ ассоциированного рождения Z бозонов со струями.

Важную информацию содержат угловые распределения лептонов в распадах Z бозонов. Их измерениям посвящены несколько работ, выполненных на Большом адронном коллайдере. Одной из характеристик углового распределения лептонов в этих распадах является величина асимметрии разлета лептонов. В работе изучается асимметрия вперёд-назад лептонов от распада Z бозона - параметр, описывающий различия между лептонами, вылетающими в направлениях, соответствующих положительным и отрицательным значениям косинуса угла Коллинза-Сопера относительно направления Движения Z бозона.

Работа содержит краткое описание Z бозона (глава 1), Большого адронного коллайдера и детектора ATLAS (глава 2), описание проекта открытых данных (глава 3), анализ лептонных распадов Z бозонов и рождения Z бозонов в сопровождении струй (глава 4) и асимметрии лептонов в распадах Z бозонов (глава 5). В Заключении приведены основные результаты работы.

4

Глава 1. Z бозон Стандартной модели

Стандартная модель элементарных частиц – современная теория, являющаяся результатом объединения знаний 0 физике частиц И взаимодействий. Она основывается на квантовой электродинамике, квантовой хромодинамике и кварк-партонной модели и объединяет в единый математический аппарат сильное, слабое и электромагнитное взаимодействия. Стандартная модель включает в себя все известные элементарные частицы: 6 лептонов, 6 кварков, 4 векторных калибровочных бозона и бозон Хиггса. Лептоны и кварки, а также их античастицы обладают полуцелым спином и Бозоны целый формируют материю. имеют спин И отвечают 3a взаимодействие между частицами.

Рассмотрим тяжёлый векторный Z бозон. Он является переносчиком слабого взаимодействия за счёт обмена нейтральными токами. Он обладает большой массой 91.19 ГэВ¹, единичным спином и нулевым электрическим зарядом. Впервые Z бозон был предсказан в рамках электрослабой теории, которую Ш. Глэшоу, С. Вайнберг и А. Салам разработали во второй половине 60-х годов XX века. В 1979 году они получили за вклад в её разработку Нобелевскую премию.

Теория электрослабых взаимодействий содержит три основных параметра². Константы электромагнитного и слабого взаимодействия хорошо известны:

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137};$$
$$G_F = 1.17 \cdot 10^{-5} \Gamma \mathfrak{g} B^{-2};$$

¹ Р.А. Zyla et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. 2020, 083C01 (2020). ² Любимов А., Киш Д. Введение в экспериментальную физику частиц. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. – 178 с.

Ещё одним параметром является угол Вайнберга θ_w . До открытия нейтральных токов эта величина была неизвестна. Нейтральные токи были открыты в 1973 году в ЦЕРНе на протонном синхротроне с помощью пузырьковой камеры «Гаргамель». Тогда же было измерено отношение нейтральных и заряженных токов, с помощью которого может быть определена величина угла Вайнберга, соответствующая $\sin^2\theta_w=0.23$. С помощью этой величины было предсказано значение массы тяжёлых векторных бозонов по формулам:

$$m_W^2 = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}sin^2\theta_W G_F};$$
$$m_Z^2 = \frac{m_W^2}{cos^2\theta_W}.$$

После открытия W и Z бозонов появились новые, более точные способы измерения угла Вайнберга, основанные на измерении их характеристик. О них пойдёт речь ниже.

Экспериментально Z бозон был открыт на протонном суперсинхротроне (SPS) в 1983 году. Для этого коллайдер SPS был модифицирован таким образом, чтобы сталкивать протоны с антипротонами. Энергия столкновений 540 ГэВ позволила зарегистрировать несколько Z бозонов по распаду на два электрона или два мюона. Масса совпала с предсказанной, что стало окончательным подтверждением электрослабой теории. Однако детально изучать Z бозоны при таком маленьком количестве событий было невозможно. Повышение энергии до 630 ГэВ позволило увеличить количество рождающихся бозонов, но незначительно.

Возможность точно измерить характеристики Z бозонов появилась, после ведения в эксплуатацию Большой электрон-позитронный коллайдер (LEP). Столкновение электронов с энергией, равной массе Z, приводит к резонансному рождению последних. За время работы LEP было зарегистрировано более 18 миллионов Z бозонов. Их исследование на

6

Большом электрон-позитронном коллайдере обеспечило определение массы Z бозона с очень высокой точностью. Такая точность не может быть увеличена на адронных коллайдерах из-за неопределённостей, возникающих в импульсах и энергиях партонов. С высокой точностью на LEP была измерена ширина распада Z бозона, а также парциальные ширины распадов по разным каналам¹. Из этого было сделано важное заключение о количестве поколений лептонов, установлены ограничения на существование четвёртого поколения.

Исследование Z бозонов продолжается на Большом адронном коллайдере. Измерены полные и дифференциальные сечения рождения Z бозонов в соударениях протонов при энергиях в системе центра масс 7, 8 и 13 ТэВ. Перед исследователями стоит целый ряд важных задач, связанных с Z бозонами. Измеряются коэффициенты для угловых распределений лептонов в распадах Z бозонов и проводится измерение угла Вайнберга из этих угловых распределений.

Большой интерес представляет изучение τ-лептонов. Реконструкция лептонов третьего поколения является сложной задачей. Проводится исследование поляризации τ-лептонов в распадах Z бозонов², поиск распадов Z бозонов с нарушением лептонной универсальности³.

Особое внимание уделяется процессам с одновременным рождением нескольких тяжёлых объектов. В рамках этого направления ведётся анализ

¹ The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance, Phys.Rept.427:257-454,2006

² ATLAS Collaboration, "Measurement of $\tau\tau$ polarisation in Z/ $\gamma* \rightarrow \tau\tau$ decays in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV with the ATLAS detector", Eur. Phys. J. C 78 (2018) 163

³ ATLAS Collaboration, "Search for lepton-flavor-violating decays of the Z boson into a τ lepton and a light lepton with the ATLAS detector", Phys. Rev. D 98 (2018) 092010

ассоциированного рождения струй совместно с Z бозоном^{1,2}, поиск событий с образованием Z бозона в результате слияния двух W бозонов, исследование бозонов Хиггса по распаду на два Z бозона³, процессы рассеяния векторных бозонов.

Перечисленные исследования осуществляют проверку и уточнение различных параметров Стандартной модели на основе выполненных измерений, а также поиски физики за пределами Стандартной модели.

¹ ATLAS Collaboration, "Measurement of the inclusive cross-section for the production of jets in association with a Z boson in proton–proton collisions at 8 TeV using the ATLAS detector", Eur. Phys. J. C 79 (2019) 847

² ATLAS Collaboration, "Measurements of the production cross-section for a *Z* boson in association with *b*-jets in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector", JHEP 07 (2020) 44

³ ATLAS Collaboration, "Measurement of the Higgs boson mass in the H \rightarrow ZZ* \rightarrow 4ℓ and H \rightarrow γγ channels with \sqrt{s} =13 TeV pp collisions using the ATLAS detector", Phys. Lett. B 784 (2018) 345

Глава 2. Большой адронный коллайдер. Детектор ATLAS

Передовые по достигнутой энергии и светимости исследования физики высоких энергий проводятся на Большом адронном коллайдере (БАК). Для его строительства использовался тоннель LEP длиной 27 км, расположенный на территории Швейцарии и Франции. Коллайдер в настоящее время ускоряет протоны до энергии 6.5 ТэВ и тяжёлые ионы до энергии 2,5 ТэВ на нуклонную пару. В данной работе рассматриваются столкновения протонов, поэтому ускорение тяжёлых ионов обсуждаться не будет.

До ускорения в основном кольце БАК протоны проходят через несколько предварительных ускорителей. Общая схема ускорительного комплекса ЦЕРН представлена на рисунке 2.1.



Рисунок 2.1. Ускорительный комплекс ЦЕРН

Сначала протоны ускоряются в линейном ускорителе LINAC 2. Там протоны приобретают кинетическую энергию 50 МэВ, после чего попадают в протон-синхротронный бустер (PS booster). Бустер состоит из четырёх колец, находящихся в суперпозиции и разгоняющих протоны до энергии 1.4 ГэВ. Затем протоны попадают в протонный синхротрон (PS), где ускоряются

примерно до 25 ГэВ. PS уже имеет довольно значительные размеры: его окружность составляет 628 метров. Последней ступенью предварительного ускорения является протонный Суперсинхротрон (SPS). Он имеет окружность приблизительно 7 км и разгоняет протоны до 450 ГэВ.

Наконец, протоны попадают в кольцо Большого адронного коллайдера. Для удержания протонов в пучке используется 1232 сверхпроводящих дипольных магнита. Каждый из них создаёт поле индукцией 8.3 Тл. Сфокусировать пучок помогают 392 квадрупольных магнита¹. Чтобы обеспечивать сверхпроводимость, магнитная БАК вся система поддерживается при температуре 1.9 К при помощи жидкого гелия. Также размещено множество дополнительных систем, помогающих В функционировании коллайдера.

Протоны объединены в банчи, в каждом из которых примерно 100 миллиардов протонов. Они движутся по окружностям в противоположных направлениях и сталкиваются в нескольких точках пересечения. В этих точках расположены детекторы, регистрирующие продукты столкновения. Основные детекторы, работающие на данный момент – ALICE (A Large Ion Collider Experiment), ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS), CMS (Compact Muon Solenoid), LHCb (The Large Hadron Collider beauty experiment).

Детектор ATLAS является детектором общего назначения. Различные детекторы покрывают почти весь телесный угол и позволяют регистрировать все типы продуктов распадов, кроме нейтрино. О наличии нейтрино свидетельствует отличие от нуля полной поперечной энергии зарегистрированных частиц. Его основные структурные элементы – внутренний детектор, адронный и электромагнитный калориметры, мюонный спектрометр. Полная схема показана на рисунке 2.2.

¹ Lyndon Evans, "The Large Hadron Collider", Phil. Trans. R. Soc. A (2012) 370



Рисунок 2.2. Устройство детектора ATLAS

Внутренний детектор состоит из пиксельных детекторов, кремниевых микростриповых детекторов (SCT), детекторов переходного излучения (TRT). Его основная задача – восстановление траекторий заряженных частиц с высокой точностью. Это нужно для того, чтобы по кривизне траектории в магнитном поле определить заряд и массу частицы. Для этого внутренний соленоид создаёт магнитное поле величиной 2 Тл. Соленоид создан таким образом, чтобы перед входом в калориметр частицы, проходящие через него теряли как можно меньше энергии¹.

Следующая ступень регистрации частиц – электромагнитный калориметр. В нём останавливаются электроны и фотоны, отдавая всю свою энергию, которая считывается датчиками. Для этого необходимо обеспечить большую толщину калориметра в единицах радиационной длины. В роли активного вещества выступает жидкий аргон, в роли поглотителя – свинец. Калориметр обеспечивает качественную регистрацию частиц в диапазоне

¹ Л.Н. Смирнова. "Детектор ATLAS Большого адронного коллайдера". Москва, 2010

псевдобыстроты |η| < 2.47. Однако эффективность регистрации падает с увеличением модуля псевдобыстроты. Также могут быть ошибки считывания в случае частиц, пролетающих на стыке центрального и концевого калориметров. Адронный калориметр измеряет энергию адронов. Он состоит из слоёв стали и сцинтиллятора, имеющего вид пластин из полистирола.

Завершают конструкцию мюонные камеры. Мюоны теряют мало энергии в веществе, поэтому их нельзя задержать, как электроны. Поэтому для измерения их энергии восстанавливают их точную траекторию. Для этого используются мониторируемые дрейфовые трубки (MDT). Пролетая через них, мюоны ионизируют газ, ионы которого затем дрейфуют на анод. По времени дрейфа в нескольких слоях трубок восстанавливается траектория мюона. С торца установки MDT дополнены катодными стриповыми камерами (CSC), чтобы справляться с большим потоком частиц в этой области. Узкозазорные камеры (TGC) и камеры с резистивными пластинами (RPC) обеспечивают мюонный триггер событий.

По мере развития технологий ускорительный комплекс модернизируется. На рисунке 2.3 показан план функционирования Большого адронного коллайдера, включающий в себя 3 длительные остановки. Во время остановок проводятся работы по техническому обслуживанию и ремонту оборудования, а также модернизация различных систем.



Рисунок 2.3. План работы Большого адронного коллайдера

Требования к детекторам также меняются с увеличением энергии соударений протонов и светимости. Во время остановок происходит частичная разборка детектора ATLAS и его модернизация. Так, во время остановки были добавлены новые системы регистрации мюонов. Это Новые Малые Кольца, действующие в области больших псевдобыстрот. Они включают в себя микроструктурные газовые детекторы MICROMEGAS и узкозазорные стриповые камеры¹. Также отдельные компоненты, подверженные высокой радиации, нуждаются в замене.

Во время ознакомительной поездки в ЦЕРН, организованной НИИЯФ МГУ, мне удалось посмотреть на частично разобранный детектор. В это время происходила установка новых колец.



Рисунок 2.4. Мюонные детекторы ATLAS во время посещения детектора

¹ I. Manthos et. al., "The Micromegas Project for the ATLAS New Small Wheel", 2018, AIP Conf. Proc. 2075 (2019) 080010

Глава 3. Проект открытых данных ATLAS (Open Data)

В 2016 году коллаборация ATLAS открыла портал ATLAS Open Data с целью расширения доступа к данным и ознакомления с методами их обработки и анализа¹. На информационном портале проекта представлены сведения о физике высоких энергий, а также данные и программные средства для поэтапного изучения. При создании проекта были использованы данные 2012 года, полученные при энергии 8 ТэВ, соответствующие интегральной светимости 1 фб⁻¹. Дальнейшее развитие портал получил в 2020 году. Было увеличено количество возможностей для исследования. Для этого были предоставлены примеры кодов анализа на различных языках программирования, а также новый набор экспериментальных данных. Он включает в себя события, зарегистрированные в детекторе ATLAS в 2016 году при энергии соударений протонов 13 ТэВ. Объём этих данных соответствует интегральной светимости 10 фб⁻¹. Рассмотрим возможности, предоставляемые на сайте.

В разделе *«Аррs»* находятся инструменты, позволяющие получить представление о физике высоких энергий и сделать первые шаги в физическом анализе реальных данных с детектора ATLAS. Для этого в сайт интегрированы приложения, доступ к которым можно получить прямо из браузера.

Приложение «ATLAS detector» содержит 3D модель детектора, с разрезом, чтобы можно было заглянуть внутрь. Для ознакомления с его структурой пользователю доступен набор инструментов. Различные элементы детектора обозначены маркировкой, соответствующей позициям считывания сигнала. Все детали можно прятать или делать прозрачными, обозначая только контуры.

¹ ATLAS Open Data Portal, URL: http://opendata.atlas.cern



Рисунок 3.1. Вид детектора ATLAS в приложении "ATLAS detector"

Приложения «Histogram Analyser» представляют собой набор распределений по различным переменным, построенных по одним и тем же данным. Пользователю предлагается накладывать ограничения на различные переменные, чтобы выделить из фона распад бозона Хиггса с как можно большей статистической значимостью. Для этого достаточно выделять желаемые области на гистограммах. Вносимые изменения сразу влияют на остальные распределения, что позволяет следить за тем, как накладываемые ограничения помогают в выполнении задачи. Также приложено видео с подробной инструкцией к упражнению и разбором физики рассматриваемых процессов.





Perform real HEP analysis with your mouse



Исследования физических данных с использованием программного кода начинаются в «Jupyter Notebooks». С помощью этой технологии можно осуществлять анализ прямо из браузера, запуская ячейки с заранее написанным кодом. Доступ можно получить также через SWAN и Binder. Примеры кодов анализа также находятся на GitHub. Пользователю доступны такие языки программирования, как Python, C++, а также программный пакет ROOT для анализа физических данных.



Рисунок 3.3. Инструменты для работы с кодами анализа в браузере

В разделе «*Data*» находятся ссылки на скачивание наборов данных при энергии столкновения 8 ТэВ и 13 ТэВ. Эти данные были использованы для проведения анализа в этой работе. Данные представлены в гоот-файлах в формате ntuple. С целью сокращения времени обработки данных их структура упрощена и имеет меньший набор переменных для каждого события, по сравнению с реальным физическим анализом.

Разница в наборах данных не ограничивается только энергией и статистикой. Для данных по 13 ТэВ увеличено количество процессов, симулированных методом Монте-Карло, и количество информации о самих событиях, добавлены новые физические объекты – фотоны и струи большого радиуса. Так, в первой версии проекта были включены 44 набора Монте-Карло, а в новых данных их более 120. Количество доступных переменных также увеличили с 50 до 90. Эти изменения дают возможность производить более сложные исследования и находить более тонкие эффекты.



Рисунок 3.4. Увеличение количества переменных в новой версии данных

Новые данные имеют значительный объём и для удобства использования разделены на коллекции:

- События с как минимум одним лептоном и единственной струёй большого радиуса
- События с единственным лептоном
- События с единственным лептоном и единственным реконструированным из адронов тау-лептоном
- События с как минимум двумя лептонами
- События с как минимум тремя лептонами
- События с как минимум четырьмя лептонами
- События с как минимум двумя фотонами

Даже после такого деления некоторые коллекции имеют большой объём. Необходимо учитывать это при создании программы обработки данных. Во время выполнения этой работы неоднократно возникала необходимость изменять структуру работы программы, чтобы обработка полного массива данных была возможна на персональном компьютере. В основном это касается использования оперативной памяти. Чтобы объём обрабатываемой информации не превышал технические возможности компьютера, данные подвергаются анализу порциями, после чего результаты сохраняются. Необходимо было также избавиться от всех утечек памяти, приводящих к тому, что сохранённые результаты не очищались из оперативной памяти. Также была проведена работа по оптимизации времени проведения анализа.

В разделе *«Software»* находятся ссылки на удалённые репозитории, где находятся примеры кодов для различных анализов. Эти коды позволяют считывать данные из root-файлов, провести отбор по определённым критериям, провести нужные вычисления, построить распределения по различным переменным и вывести их в виде гистограмм. На данный момент доступны 3 основных варианта программного обеспечения:

- Коды на языке С++
- Коды на Python с использованием пакетов uproot, pandas и numpy
- Коды на Python с использованием программного пакета ROOT

Самое большое разнообразие примеров физического анализа представлено на C++. Пользователю доступно 12 наборов кода с использованием различных коллекций данных. Для других вариантов на данный момент есть только анализ распада бозона Хиггса на 2 Z бозона.

Для этой работы выбран способ анализа с помощью языка Python, пакета uproot для считывания данных, пакетов pandas, numpy для анализа данных и пакета matplotlib для построения графиков.

18

Глава 4. Исследование свойств Z бозона

В данных, получаемых в детекторе ATLAS Большого адронного коллайдера, присутствует множество событий, которые не представляют существенного интереса. Для изучения конкретных объектов необходимо наложить определённые требования, которые позволили бы в соответствии с физикой процесса выделить его из фона. Различные моды распада Z бозона и их относительные ширины распадов приведены в таблице 1.

Z DECAY MODES	F	Fraction (Γ _i /Γ)	Scale factor/ Confidence level	р (MeV/c)
e ⁺ e ⁻	[<i>h</i>]	(3.3632 ± 0.0042)	%	45594
$\mu^+\mu^-$	[<i>h</i>]	(3.3662 ± 0.0066)	%	45594
$ au^+ au^-$	[<i>h</i>]	(3.3696 ± 0.0083)	%	45559
$\ell^+\ell^-$	[<i>b</i> , <i>h</i>]	(3.3658 ± 0.0023)	%	-
$\ell^+\ell^-\ell^+\ell^-$	[<i>i</i>]	(4.63 ± 0.21)	$\times 10^{-6}$	45594
invisible	[<i>h</i>]	(20.000 ± 0.055)	%	-
hadrons	[<i>h</i>]	(69.911 ± 0.056)	%	-

Таблица 1. Основные распады Z бозона (PDG, 2020)

В большей части его распадов (70%) образуются адроны, которые сложно использовать при реконструкции события. К невидимым модам распадов относятся распады на нейтрино и антинейтрино различных ароматов(20%). Детекторы не смогут зафиксировать этот распад. Остаются распады на пары лептон-антилептон. В сумме такие распады составляют 10% от всех распадов Z бозона. Поэтому для анализа выбирается коллекция данных, содержащая минимум 2 лептона в конечном состоянии. Это могут быть электроны или мюоны.

4.1. Критерии отбора событий для анализа Z бозонов

При реконструкции лептонов на уровне установки могут случаться несрабатывания детекторов. Поэтому отбираются только события с качественно реконструированными лептонами. Для этого на них накладываются следующие требования:

19

- Сработал электронный или мюонный триггер
- Лептоны должны иметь хорошее качество измерений с использованием данных мюонного спектрометра и внутреннего детектора
- Лептоны должны быть изолированы, т.е. в конусе вокруг лептона поперечные энергия и импульс остальных частиц не должна превышать 10% от поперечных энергии и импульса лептона
- Лептоны связаны с первичной вершиной: значимость прицельного параметра в поперечной плоскости d₀/σ(d₀) меньше 3 для мюонов и 5 для электронов, в продольном направлении |z₀sin(θ)| < 0.5 мм, где d₀ и z₀ – поперечный и продольный прицельные параметры.
- Лептоны должны находиться в области чувствительности детектора по псевдобыстроте |η| <2,47. Также отбрасываются электроны, попавшие в зазор между секциями калориметра (1,37 <|η| <1,52)

Далее накладываются условия, позволяющие выделить именно Z бозоны из фона:

- Только два хороших лептона с *p_T* > 25 ГэВ
- Лептоны имеют противоположные заряды
- Лептоны имеют одинаковый аромат
- Близость инвариантной массы лептонов к массе Z бозона $|m_{ll}-m_Z|<20\ \Gamma \Im B$

После применения этих условий события с Z бозонами хорошо выделяются из фона. Чтобы более подробно изучать те или иные процессы, можно накладывать дополнительные требования. Так, можно ограничивать рассматриваемые области по псевдобыстроте, отделять электроны от мюонов, рассматривать события с заданным числом струй и т. д.

4.2. Измерение массы Z бозона

На рисунке 4.1 представлено распределение по инвариантной массе двух лептонов. Хорошо виден пик в области массы Z бозона. Расчёты Монте-Карло хорошо соотносятся с данными. В логарифмическом масштабе заметно, что фоновые события, относящиеся к топ-кваркам распределены равномерно, а двухбозонный фон также имеет пик. Необходимо отметить, что распад Z бозона на два лептона неотличим от превращения гамма-кванта в два лептона. Поэтому пик распада Z бозона находится на подложке от этого процесса. На большом масштабе эта подложка имеет спадающий характер, но в диапазоне инвариантных масс в области пика Z бозона это почти незаметно.



Рисунок 4.1. Распределение по инвариантной массе двух лептонов в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабе

Максимум пика приходится на массу Z бозона. Аппроксимируя этот пик, можно получить значение массы и ширины распада Z бозона. Для выполнения фита был использован программный пакет zfit¹.

В качестве модели была использована функция Double Crystal Ball, содержащая функцию гаусса в центральной части и степенную зависимость на краях. Функция имеет 6 варьируемых параметров и выражается следующей формулой:

¹ Jonas Eschle, Albert Puig Navarro, Rafael Silva Coutinho, Nicola Serra, "zfit: scalable pythonic fitting", arXiv:1910.13429

$$f(x; \mu, \sigma, \alpha_L, n_L, \alpha_R, n_R) = \begin{cases} A_L \cdot \left(B_L - \frac{x - \mu}{\sigma}\right)^{-n_L} & \text{для } \frac{x - \mu}{\sigma} < -\alpha_L, \\ \exp\left(-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) & \text{для } - \alpha_L \leq \frac{x - \mu}{\sigma} \leq \alpha_R, \\ A_R \cdot \left(B_R - \frac{x - \mu}{\sigma}\right)^{-n_R} & \text{для } \frac{x - \mu}{\sigma} > -\alpha_R, \end{cases}$$

Где

$$A_{\frac{L}{R}} = \left(\frac{n_{L/R}}{|\alpha_{L/R}|}\right)^{n} \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha_{L/R}|^{2}}{2}\right),$$
$$B_{L/R} = \frac{n_{L/R}}{|\alpha_{L/R}|} - |\alpha_{L/R}|.$$

Результаты представлены на рисунке 4.2. Точками обозначены экспериментальные данные, сплошной линией – модель, которая их аппроксимирует.



Рисунок 4.2. Фит массы Z бозона в электронном (а), мюонном (б) каналах и для всех лептонов (в)

	$Z \rightarrow ee$		$Z \rightarrow \mu \mu$		$Z \rightarrow ll$	
Mz	90.4589 ± 0.0029	Mz	90.8230 ± 0.0020	$M_{\rm Z}$	90.6779 ± 0.0017	
σz	2.685 ± 0.004	σz	2.5180 ± 0.0029	σ_{Z}	2.5870 ± 0.0022	
$\Gamma_{\rm Z}$	6.323 ± 0.009	$\Gamma_{\rm Z}$	5.929 ± 0.007	$\Gamma_{\rm Z}$	6.091 ± 0.006	
α_L	1.035 ± 0.004	α_L	1.272 ± 0.003	α_L	1.1390 ± 0.0023	
n _L	3.86 ± 0.03	n _L	2.035 ± 0.011	n_L	2.727 ± 0.013	
$\alpha_{\rm L}$	1.560 ± 0.005	α_L	1.417 ± 0.004	α_{L}	1.4770 ± 0.0027	
n _L	1.956 ± 0.015	n _L	2.456 ± 0.017	n _L	2.229 ± 0.013	

Параметры модели после минимизации имеют следующий вид:

Таблица 2. Параметры аппроксимации массы Z бозона

Канал распада на мюоны более точен и более надёжен. Это связано со спецификой измерения электронов и мюонов в детекторе. В связи с меньшей массой электроны испытывают больше потерь. Поэтому восстановление их точной энергии является более сложной задачей как на детекторном, так и на программном уровне. Для того, чтобы при обработке данных учитывать потери, нужно иметь доступ к переменным, которые не включены в открытые данные эксперимента ATLAS.

В связи с этим измерение массы Z бозона в мюонном канале оказалось ближе к современному значению, 91.1876 ± 0.0021 ГэВ. Ширина также оказалось меньше в этом канале. Необходимо подчеркнуть, что это не истинная ширина распада Z бозона, а ширина, определяемая спецификой

J = 1
Charge = 0
Mass $m = 91.1876 \pm 0.0021$ GeV ^[d]
Full width Γ = 2.4952 \pm 0.0023 GeV
$\Gamma(\ell^+\ell^-) = 83.984 \pm 0.086$ MeV ^[b]
$\Gamma(\text{invisible}) = 499.0 \pm 1.5 \text{ MeV}^{[e]}$
$\Gamma(hadrons) = 1744.4 \pm 2.0 \text{ MeV}$
$\Gamma(\mu^+\mu^-)/\Gamma(e^+e^-) = 1.0001 \pm 0.0024$
$\Gamma(\tau^+\tau^-)/\Gamma(e^+e^-) = 1.0020 \pm 0.0032$ [f]

Таблица 3. Основные характеристики Z бозона (PDG, 2020)

эксперимента и разрешением детектора. Как уже говорилось выше, самые точные измерения были проведены при столкновениях электронов и позитронов на LEP. Все погрешности, рассчитанные в этой работе, имеют чисто статистический характер.

Для сравнения, результат для данных при энергии 8 ТэВ и результат, опубликованный коллаборацией ATLAS¹, представлены на рисунке 4.3.



Рисунок 4.3. Распределения по инвариантной массе двух мюонов. Слева результат, полученный по открытым данным ATLAS при энергии 8 ТэВ, справа распределение при энергии 7 ТэВ, опубликованное коллаборацией ATLAS

4.3. Распределения Z бозонов по псевдобыстроте

Интерес представляет сравнение распределений по псевдобыстроте Z бозона, полученных для его распадов на электроны и мюоны. Как видно на рисунке 4.4, для электронов количество событий уменьшается с увеличением модуля псевдобыстроты, а для мюонов имеется максимум в области $|\eta|=1,5$. Стоит отметить хорошее соответствие данных и расчётов Монте-Карло.



Рисунок 4.4. Распределение по псевдобыстроте Z бозона в электронном (слева) и мюонном (справа) каналах

¹ ATLAS Collaboration, "Precision measurement and interpretation of inclusive W+, W– and $Z/\gamma *$ production cross sections with the ATLAS detector", Eur. Phys. J. C 77 (2017) 367

Имеющиеся отличия вызваны спецификой регистрации электронов и мюонов детектором ATLAS. При расчёте сечений с учётом всех поправок и эффективностей эта особенность исчезает. На рисунке 4.5 показаны соответствующие распределения при 7 ТэВ, опубликованные коллаборацией ATLAS.



Рисунок 4.5. Распределения по быстроте Z бозона в электронном (а) и мюонном (б) каналах, дифференциальное сечение по модулю быстроты для двух лептонов от распада Z бозона (в)

4.4. Рождение Z бозонов со струями

С повышением энергии столкновений увеличивается количество объектов, рождающихся одновременно. Поэтому особый интерес приобретает исследование ассоциированного рождения других объектов с Z бозоном. Рассмотрим распределение по количеству струй в событии. Видно, что большая часть событий не имеет ассоциированных струй. Результаты расчётов Монте-Карло сильно недооценивают количество событий с двумя и более струями, что свидетельствует об упрощениях, допущенных при симуляции.



Рисунок 4.6. Распределение по количеству струй в событии

Для изучения событий с ассоциированным рождением струй были выбраны события с одной хорошей струёй и более. Струя считается хорошо реконструированной, если имеет поперечный импульс более 25 ГэВ. Также, если поперечный импульс менее 60 ГэВ, должен быть выполнен критерий отсутствия наложившихся событий. Интересно, как изменилось распределение по поперечному импульсу Z бозона с наложением требования на количество струй. На рисунке 4.7 слева максимум близок к нулю, а затем количество событий резко спадает с увеличением поперечного импульса. Однако в событиях со струями (справа) максимум смещён в область больших поперечных импульсов, находится в районе 30 ГэВ и значительно более широкий. Это связано с тем, что струи являются жёсткими объектами, и чтобы компенсировать их вклад в поперечный импульс, Z бозоны тоже должны иметь большее значение р_т. В области ниже максимума присутствует значительное расхождение данных с расчётами Монте-Карло.



Рисунок 4.7. Поперечный импульс Z бозона для всех событий (слева) и с отбором событий, содержащих струи (справа)

Разлёт Z бозона и лидирующей струи сильнее всего проявляется в Несмотря угловых распределениях. на распределение ΤО, что ПО азимутальному углу Z выглядит равномерным, если построить разность угла между Z бозоном и лидирующей струёй, можно убедиться, что в большинстве случаев они разлетаются в противоположные стороны. Это справедливо в первую очередь для событий с единственной струёй. При значениях разности наблюдается углов, значительно отличающихся π. OT значительное расхождение данных и Монте-Карло. Как было показано ранее, что для событий с двумя и более струями имеется значительная недооценка количества событий расчётами Монте-Карло.



Рисунок 4.8. Распределение по азимутальному углу Z бозона (а), распределения по разности азимутального угла Z бозона и лидирующей струи в линейном (б) и логарифмическом (в) масштабе

На рисунке 4.9 представлено распределение по модулю разности псевдобыстроты Z бозона и лидирующей струи. Наблюдается спадающая зависимость, причём в области больших разностей наблюдается увеличение превышения данных над Монте-Карло.



Рисунок 4.9. Разность псевдобыстроты Z бозона и лидирующей струи

Глава 5. Изучение асимметрии вперёд-назад

Дифференциальное сечение Z бозонов по кинематическим переменным представимо в виде разложения по девяти гармоническим полиномам с некоторыми коэффициентами¹:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dp_T^Z dy^Z dm^Z d\cos\theta \, d\varphi} &= \\ &= \frac{3}{16\pi} \frac{d\sigma^{U+L}}{dp_T^Z dy^Z dm^Z} \Big\{ (1 + \cos^2\theta) + \frac{1}{2} A_0 (1 - 3\cos^2\theta) \\ &+ A_1 \sin 2\theta \cos\varphi + \frac{1}{2} A_2 \sin^2\theta \, \cos 2\varphi + A_3 \sin\theta \cos\varphi + A_4 \cos\theta \\ &+ A_5 \sin^2\theta \, \sin 2\varphi + A_6 \sin 2\theta \sin\varphi + A_7 \sin\theta \sin\varphi \Big\}. \end{aligned}$$

Угловые коэффициенты A₀ - A₇ являются функциями кинематических переменных Z бозона, могут быть выражены через полярный и азимутальный угол. Они представляют собой отношение дифференциальных сечений с заданной поляризацией к неполяризованному сечению.

Согласно теоретическим предсказаниям коэффициенты A₀ и A₂ растут с увеличением поперечного импульса, выходя на насыщение при высоких значениях поперечного импульса. Коэффициенты A₁ и A₃ имеют небольшие значения даже при высоком поперечном импульсе. При нулевом поперечном импульсе все угловые коэффициенты, кроме A₄, становятся нулём в следующем порядке за лидирующим. В этом же порядке коэффициенты A₅ - A₇ должны быть близки к нулю при любых значениях поперечного импульса.

Измерение всех угловых коэффициентов позволило бы провести проверку расчётов КХД для динамики рождения Z бозона. Эта задача является актуальной и требует дополнительного исследования.

¹ ATLAS Collaboration, "Measurement of the angular coefficients in Z-boson events using electron and muon pairs from data taken at $\sqrt{s}=8$ TeV with the ATLAS detector", JHEP08(2016)159

В данной работе изучается угловой коэффициент A₄. Он связан с явлением асимметрии вперёд-назад разлёта лептонов от распадов Z бозона. Дифференциальное сечение по косинусу полярного угла может быть записано в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\ (\cos\theta)} = \frac{4\pi\alpha^2}{3\hat{s}} \Big\{ \frac{3}{8} A(1 + \cos^2\theta) + B\cos\theta \Big\}.$$

Видна непосредственная связь коэффициентов А и В с угловым коэффициентом А₄. Второй член в этой формуле и отвечает за появление асимметрии вперёд-назад.

Зависимость угловых коэффициентов от поперечного импульса и быстроты определяется выбором оси z в системе покоя Z бозона. В данной работе используется система Коллинза-Сопера. Ось z в этой системе выбирается так, чтобы она имела равные углы с направлениями импульсов протонов. Положительное направление совпадает с направлением вылета Z бозона в лабораторной системе. Ось у направлена перпендикулярно плоскости Х выбирается импульсов протонов, a ось так, чтобы завершить правостороннюю систему векторов. Полярный и азимутальный угол определяются для отрицательно заряженного лептона. Схема, иллюстрирующая построение системы Коллинза-Сопера изображена на рисунке.



Рисунок 5.1. Схема, иллюстрирующая систему покоя Коллинза-Сопера

В этой системе события классифицируются как «передние» (forward), если $cos\theta_{CS}^* > 0$. Это значит, что отрицательно заряженный лептон вылетел в полусферу, соответствующую направлению Z бозона в лабораторной системе. События, при которых $cos\theta_{CS}^* < 0$, определяются в этой системе, как "задние" (backward). Из различия количества этих событий строится асимметрия вперёд-назад. Она определяется следующей формулой:

$$A_{FB} = \frac{N_{\cos\theta_{CS}^* \ge 0} - N_{\cos\theta_{CS}^* < 0}}{N_{\cos\theta_{CS}^* \ge 0} + N_{\cos\theta_{CS}^* < 0}}.$$

В моей работе для построения асимметрии вперёд-назад были введены новые переменные и ограничения на них. Так, косинус угла в системе Коллинза-Сопера определяется по следующим формулам¹:

$$cos\theta_{CS}^{*} = \frac{p_{Z,ll}}{|p_{Z,ll}|} \frac{2(p_{1}^{+}p_{2}^{-} - p_{1}^{-}p_{2}^{+})}{m_{ll}\sqrt{m_{ll}^{2} + p_{T,ll}^{2}}};$$
$$p_{i}^{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_{i} \pm p_{Z,i}).$$

Здесь E_i и p_{Z, i} – энергия и продольный импульс лептона и антилептона для i=1,2 соответственно, а p_{Z, ll} и p_{T, ll} – продольный и поперечный импульсы системы двух лептонов.

На основании этих формул было построено распределение по косинусу угла разлёта лептонов в системе Коллинза-Сопера. Графики распределения для электронов, мюонов и полных данных представлены на рисунке 5.2. Расчёты Монте-Карло хорошо описывают экспериментальные точки. Отметим, что сильное уменьшение количества событий при косинусе, близком по модулю к единице, характерно только для процесса с Z бозоном.

¹ ATLAS Collaboration, "Measurement of the forward-backward asymmetry of electron and muon pair-production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector", JHEP09(2015)049



Рисунок 5.3. Распределение по косинусу угла разлёта электронов (а), мюонов, любых лептонов (в) в системе Коллинза-Сопера

Для сравнения представлен результат, полученный при энергии 8 ТэВ и график, представленный коллаборацией ATLAS при энергии 7 ТэВ. Несмотря на разницу энергий, распределения подобны друг другу.



Рисунок 5.4. Распределение по косинусу угла разлёта мюонов в системе Коллинза- Сопера, полученное на открытых данных ATLAS при энергии 8 ТэВ (слева) и опубликованное коллаборацией ATLAS (справа)

Затем были наложены ограничения на значения косинуса угла и таким образом отобраны «передние» и «задние» события. На основании этой информации построено распределение коэффициентов асимметрии вперёдназад А_{FB} в зависимости от инвариантной массы двух лептонов М_{II}.



Рисунок 5.5. Распределение коэффициента асимметрии вперёд-назад по инвариантной массе двух лептонов

В статье, опубликованной коллаборацией ATLAS для энергии 7 ТэВ, отдельно рассматриваются три случая. Асимметрия вперёд-назад строится для мюонов и двух категорий электронов. В первой выбираются оба электрона, зарегистрированные в «центральной» области детектора, то есть при псевдобыстроте менее 2,47. В другой один электрон центральный, а другой попал в «переднюю» область $(2,5 \le |\eta| \le 4,9)$. В этой области реконструкция электрона основывается только на информации из калориметра, что ухудшает её качество, зато позволяет исследовать область больших быстрот, где меньшую роль играет неопределённость в направлении первичного кварка. В этой работе была изучена асимметрия вперёд-назад в мюонном канале и в канале с двумя центральными электронами. Особенности открытых данных не позволяют использовать электроны, вылетающие в переднюю область детектора. На рисунке 5.6 приведено сравнение результатов этой работы с опубликованными коллаборацией ATLAS. распределениями,

34



Рисунок 5.6. Распределения асимметрии вперёд-назад в зависимости от инвариантной массы двух мюонов (а,б) и центральных электронов (в,г). Слева приведены результаты анализа открытых данных ATLAS при энергии 13 ТэВ, справа – публикация коллаборации ATLAS при энергии 7 ТэВ

Распределения при разных энергиях подобны друг другу. Видна тенденция к возрастанию коэффициента асимметрии вперёд-назад в области массы Z бозона. В случае мюонов это возрастание гораздо больше выражено при большей энергии столкновения протонов. Величина коэффициента также совпадает удовлетворительно. При отдалении от массы Z бозонов количество событий резко уменьшается, что приводит к увеличению статистических погрешностей.



Рисунок 5.7. Асимметрия вперёд-назад разлёта центральных электронов (слева) и мюонов (справа) при энергии 8 ТэВ

На рисунке 5.7 представлены распределения, полученные по открытым данным ATLAS при энергии 8 ТэВ. Также заметна тенденция к росту асимметрии вперёд-назад при увеличении инвариантной массы двух лептонов, однако небольшая статистика приводит к большим величинам погрешностей. Обращает на себя внимание резкое падение коэффициента в распределении для мюонов.

Полученные значения коэффициента асимметрии вперёд-назад связаны с угловым коэффициентом A₄ соотношением $A_{FB} = \frac{3}{8}A_4$. При помощи этого распределения можно определить значение $sin^2\theta_W$ ещё одним способом. Для этого строятся теоретические распределения при различных значениях угла Вайнберга и выбирают то, которое подходит лучше всего. В исследовании, опубликованном коллаборацией ATLAS, было получено значение $sin^2\theta_{eff}^{lept} = 0.2308\pm0.0005(stat.)\pm0.0006(syst.)\pm0.0009(PDF).$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе был проведён анализ рождения Z бозонов в детекторе ATLAS в соударениях протонов при энергии 13 ТэВ. Были использованы данные и расчёты Монте-Карло с портала открытых данных ATLAS. Для обработки были написаны коды анализа на языке Python. В ходе работы над данными большого объёма было решено множество технических задач, связанных с оптимизацией времени обработки и используемой памяти.

Чтобы выделить Z бозоны из фона, на данные был наложен набор требований. Были построены распределения по различным переменным, проведено сравнение с публикациями коллаборации ATLAS при других энергиях. Сравнение расчётов Монте-Карло с экспериментальными данными показало удовлетворительное согласие в большинстве распределений. Значительные расхождения были обнаружены в событиях с двумя и более струями. Необходимо совершенствовать симуляции Монте-Карло для этих процессов.

Распределение инвариантной массы двух лептонов было аппроксимировано функцией Double Crystal Ball, что позволило провести измерение массы и ширины распада Z бозона. В электронном канале было получено значение массы Z бозона M_Z =90.4589 ± 0.0029 ГэВ, в мюонном канале M_Z =90.8230 ± 0.0020 ГэВ.

Были рассмотрены события с ассоциированным рождением струй совместно с Z бозоном. Построенные распределения по разности азимутального угла Z и лидирующей струи демонстрируют, что в большинстве событий они вылетают в противоположные стороны. Также распределения по поперечному импульсу Z бозона демонстрируют, что в случае наличия струй поперечный импульс Z бозона смещается в область больших значений.

37

Рассмотрены угловые коэффициенты лептонов от распада Z бозонов. коэффициента Выполнено исследование углового A_4 , связанного С коэффициентом асимметрии вперёд-назад. Для этого рассчитан косинус угла разлёта лептонов в системе Коллинза-Сопера, с помощью которого определены передние и задние события. Построены распределения параметра асимметрии A_{FB} в зависимости от инвариантной массы пары лептонов в двух каналах. Проведено сравнение с опубликованными результатами. Полученные распределения подобны найденным при 7 ТэВ в эксперименте ATLAS, с помощью которых было получено значение угла Вайнберга $sin^2 \theta_{eff}^{lept} = 0.2308.$

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- P.A. Zyla et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. 2020, 083C01 (2020).
- Любимов А., Киш Д. Введение в экспериментальную физику частиц. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. – 178 с.
- The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance, Phys.Rept.427:257-454,2006
- ATLAS Collaboration, "Measurement of ττ polarisation in Z/γ*→ττ decays in proton-proton collisions at √s=8TeV with the ATLAS detector", Eur. Phys. J. C 78 (2018) 163
- 5. ATLAS Collaboration, "Search for lepton-flavor-violating decays of the Z boson into a τ lepton and a light lepton with the ATLAS detector", Phys. Rev. D 98 (2018) 092010
- ATLAS Collaboration, "Measurement of the inclusive cross-section for the production of jets in association with a Z boson in proton–proton collisions at 8 TeV using the ATLAS detector", Eur. Phys. J. C 79 (2019) 847
- 7. ATLAS Collaboration, "Measurements of the production cross-section for a Z boson in association with b-jets in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector", JHEP 07 (2020) 44
- 8. ATLAS Collaboration, "Measurement of the Higgs boson mass in the $H\rightarrow ZZ*\rightarrow 4\ell$ and $H\rightarrow\gamma\gamma$ channels with $\sqrt{s}=13$ TeV pp collisions using the ATLAS detector", Phys. Lett. B 784 (2018) 345
- 9. Lyndon Evans, "The Large Hadron Collider", Phil. Trans. R. Soc. A (2012) 370
- 10.Л.Н. Смирнова. "Детектор ATLAS Большого адронного коллайдера". Москва, 2010
- 11.I. Manthos et. al., "The Micromegas Project for the ATLAS New Small Wheel",2018, AIP Conf. Proc. 2075 (2019) 080010
- 12. ATLAS Open Data Portal, URL: <u>http://opendata.atlas.cern</u>

- Jonas Eschle, Albert Puig Navarro, Rafael Silva Coutinho, Nicola Serra, "zfit: scalable pythonic fitting", arXiv:1910.13429
- 14. ATLAS Collaboration, "Precision measurement and interpretation of inclusive W+, W- and Z/γ* production cross sections with the ATLAS detector", Eur. Phys. J. C 77 (2017) 367