

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

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

«ПОИСК РОЖДЕНИЯ ТРЁХ W-БОЗОНОВ В pp-СОУДАРЕНИЯХ
ПРИ ЭНЕРГИИ 13 ТэВ»

Выполнил студент
413 группы
Фадеевко Богдан Александрович

Научный руководитель:
д.ф.-м.н. Смирнова Лидия Николаевна

Допущена к защите
Зав. кафедрой _____

МОСКВА

2023

Оглавление

Введение	2
1. Эксперимент ATLAS Большого адронного коллайдера	3
2. Изучение множественного рождения W бозонов	5
2.1. Рождение пар WW бозонов	5
2.2. Рождение трех W бозонов	8
3. ATLAS Open Data	10
4. Анализ данных	12
4.1. Критерии отбора	12
4.2. Рассматриваемые переменные	13
4.3. Распределения по общим кинематическим характеристикам	14
4.4. Распределения по H_T	16
4.5. Распределения по m_T	18
4.6. Зарядовая асимметрия событий	19
4.7. Выводы анализа	20
Заключение	21
Список использованных источников	22
Приложение	23

ВВЕДЕНИЕ

Измерение рождения трех векторных бозонов (например WWW , WWZ) позволяет измерить силу взаимодействия таких бозонов и проверить её соответствие Стандартной модели (СМ). Любые отклонения от предсказаний СМ могут дать информацию о новой физике более высокого энергетического масштаба. Конечные состояния с тремя бозонами на данный момент являются недостаточно изученными в связи с их малым сечением рождения. Для процесса рождения WWW конечного состояния измерено сечение в эксперименте ATLAS $\sigma = 820$ фб в pp соударениях при энергии 13 ТэВ и интегральной светимости 139 фб $^{-1}$.

Актуальность работы заключается в измерении кинематических характеристик кандидатов рождения трёх W бозонов в лептонных модах распада W бозона, которые могут быть использованы в дальнейших измерениях сечения этого процесса.

Целью данной работы является анализ кинематических характеристик лептонов в событиях, содержащих кандидатов рождения трёх W бозонов, в соударениях протонов с $\sqrt{s} = 13$ ТэВ с использованием ATLAS Open Data.

В главе 1 приведено краткое описание детектора ATLAS. В главе 2 приведен обзор измерений процессов образования множественного рождения векторных бозонов. В главе 3 приведены описание ATLAS Open Data и выбранного для анализа набора данных с тремя заряженными лептонами. В главе 4 приведены распределения характеристик событий с тремя заряженными лептонами и их анализ с точки зрения их соответствия процессу рождения трех W бозонов.

1. Эксперимент ATLAS Большого адронного коллайдера

Детектор ATLAS [1, 2] является одним из двух детекторов общего назначения Большого адронного коллайдера (БАК). Основной задачей эксперимента является уточнение параметров Стандартной модели, а также поиск новой физики. Эксперименты ATLAS и CMS открыли бозон Хиггса в 2012 году. Последний законченный сеанс работы БАК - Run 2. Он происходил в течении 2015 - 2018 годов при энергии соударения $\sqrt{s} = 13\text{ТэВ}$ и было набрано 139 фб^{-1} интегральной светимости.

Детектор ATLAS представляет собой многоуровневый прибор, обеспечивающий регистрацию почти всех частиц по практически всему телесному углу. Исключением являются нейтрино, чьи характеристики описываются косвенно из законов сохранения. Схема детектора приведена на рис. 1.1.

Детектор состоит из нескольких подсистем, каждая из которых имеет собственную задачу. Первая из них - внутренний детектор, который находится ближе всего к точке соударения пучков. Его цель - прецизионное измерение треков (т.е. координат и импульсов) заряженных частиц, а также первичных и вторичных вершин взаимодействий. Для этого он помещен в магнитное поле напряженностью в 2 Т.

Далее идёт система калориметров, состоящая из нескольких электромагнитных и адронных калориметров. Задача электромагнитного калориметра заключается в идентификации фотонов и электронов, в то время как адронные калориметры восстанавливают информацию об адронных струях. Калориметры участвуют в определении поперечной потеряннной энергии, которая используется для описания незарегистрированных частиц.

Далее идут мюонные спектрометры, которые размещены во внешнем магнитном поле, создаваемым тороидальными магнитами детектора. Их настолько отдаленное от точки соударения расположение обуславливается малыми энергопотерями мюонов при пролете через внутренний детектор

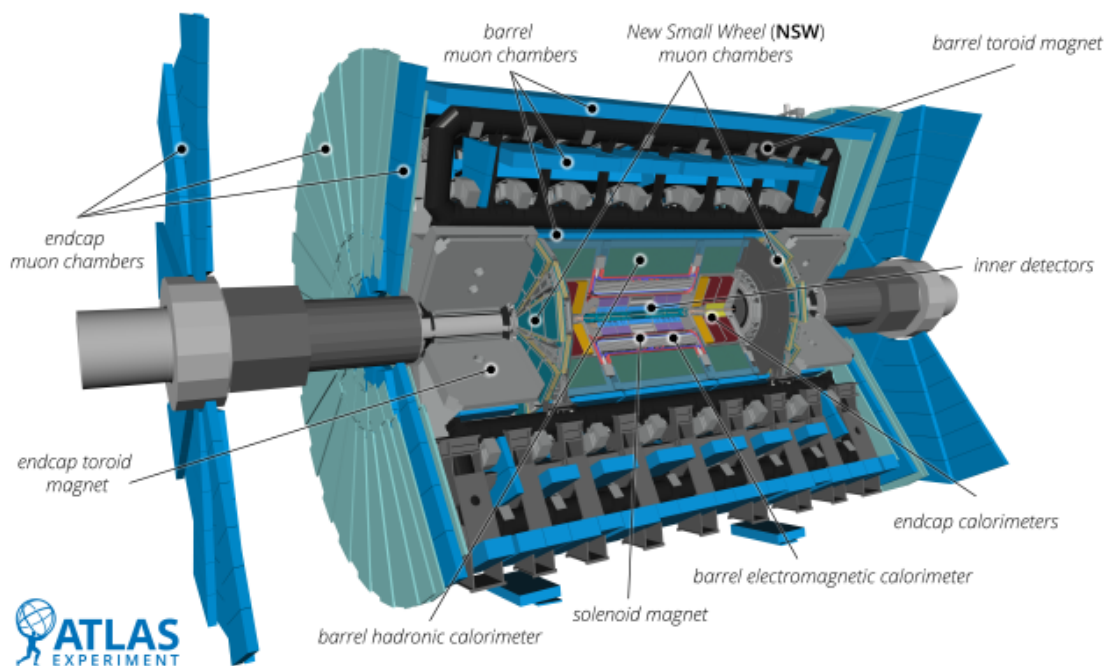


Рис. 1.1: Схема детектора ATLAS

и калориметры. Цель спектрометров - измерение координат и импульсов пролетающих мюонов.

Важнейшей системой детектора является гибридная магнитная система. Она состоит из соленоида, двух торцевых и центрального тороидов. Центральный тороид представляет собой 8 контуров, которые определяют размер самого детектора.

2. Изучение множественного рождения W бозонов

2.1. Рождение пар WW бозонов

В протонных соударениях на БАК при энергии соударения $\sqrt{s} = 13$ ТэВ зарегистрировано более 10^9 лептонных распадов W бозона, а также 10^8 лептонных распадов Z бозона. Такое большое количество событий позволяет измерять более сложные процессы с наличием нескольких векторных бозонов и струй. Данные события позволяют измерять силы самодействия бозонов, а также различные константы взаимодействия. На рис. 2.1 приведены диаграммы Фейнмана рождения пар бозонов в различных каналах.

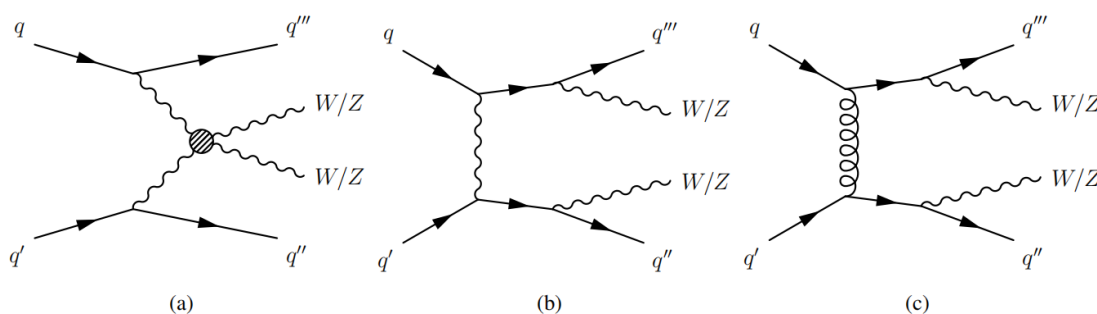


Рис. 2.1: Диаграммы для (а) EW VV jj рождения с рассеянием векторных бозонов, (б) EW VV jj рождение без рассеяния, (в) QCD VV jj рождение. [3]

На рис. 2.2 приведены диаграммы инклюзивного рождения пары W бозонов.

Как видно на вышеприведенных диаграммах, в данных процессах

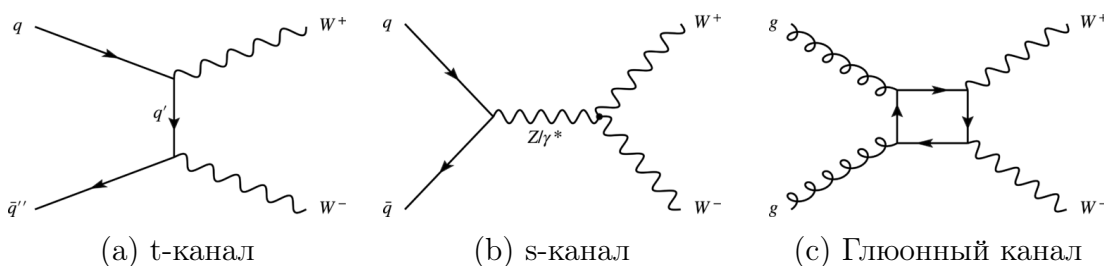


Рис. 2.2: Диаграммы рождения двух W бозонов [4]

можно наблюдать вершины с тремя векторными бозонами и вершины рассеяния одного бозона на другом.

Для таких процессов были измерены [4] сечения событий в лептонном канале $pp \rightarrow WW \rightarrow e^\pm \nu \mu^\mp \nu$ при энергии соударения $\sqrt{s} = 13$ ТэВ и интегральной светимости в $L = 139$ фб $^{-1}$. Для описания рождения пар используют множество кинематических переменных, включая различные распределения по углам между продуктами распада, множественности струй, поперечным импульсам лидирующих лептонов. В этой работе были построены распределения по следующим переменным:

$$H_T^{lep+MET} = \sum_{l=1} |p_{Tl}^{\vec{}}| + |E_T^{miss}| \quad (2.1)$$

$$m_T^{e\mu} = \sqrt{(E_T^{e\mu} + E_T^{miss})^2 - (\vec{p}_{T,e\mu} + \vec{p}_T^{miss})^2} \quad (2.2)$$

$$E_T^{e\mu} = \sqrt{|\vec{p}_{T,e\mu}|^2 + m_{e\mu}^2} \quad (2.3)$$

Выражение 2.1 описывает скалярную сумму поперечных импульсов лептонов и поперечной потерянной энергии, которая соответствует сумме импульсов двух нейтрино, 2.2 - поперечную массу системы дилептонов $e\mu$ и нейтрино. На рис. 2.3 приведены поперечные сечения рождения пары W бозонов как функция от $H_T^{lep+MET}$ справа и $m_{T,e\mu}$ слева соответственно. Видно, что максимум распределения по $H_T^{lep+MET}$ находится между 100 и 200 ГэВ, что соответствует сумме масс двух покоящихся WW бозонов равной 160 ГэВ. Распределение по $m_{T,e\mu}$ начинается от 200 ГэВ.

В этой работе было измерено поперечное сечение в доступном фазовом объеме для канала $WW \rightarrow e^\pm \mu^\mp \nu \nu$

$$\sigma_{fid} = 707 \pm 7 \text{ (стат.)} \pm 20 \text{ (сист.) фб.}$$

Это значение было получено при следующей выборке: $p_T^l > 27$ ГэВ, $|\eta^l| < 2.5$, $m_{e\mu} > 55$ ГэВ, $p_T^{e\mu} > 30$ ГэВ, $E_T^{miss} > 20$ ГэВ, отсутствие струй с $p_T > 35$ ГэВ и $|\eta| < 4.5$.

Эти измерения были экстраполированы на все фазовое пространство рождения WW с помощью расчетов в Next-to-Next-to-Next-Leading

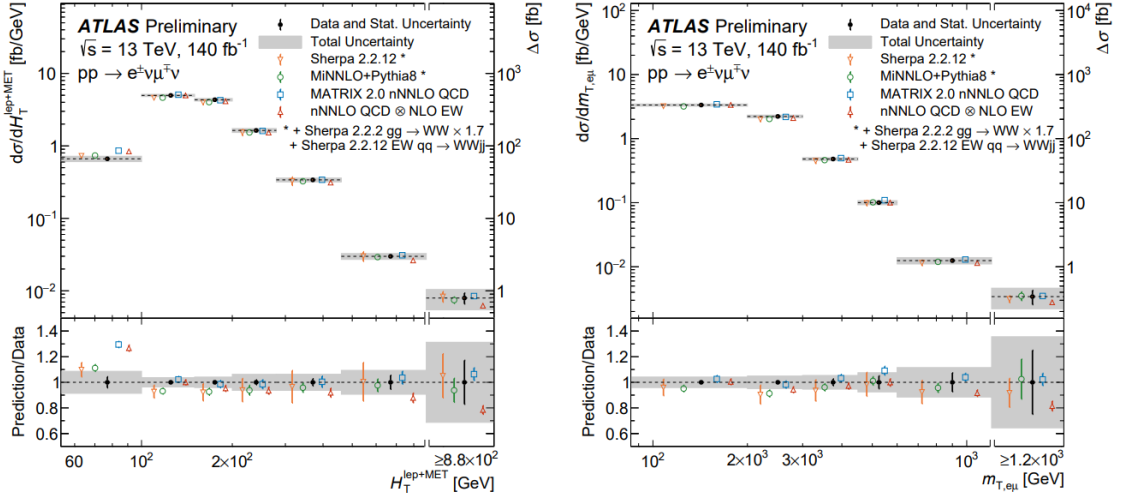


Рис. 2.3: Поперечные сечения доступного фазового объема от $H_T^{lep+MET}$ (справа) и $m_{T,e\mu}$ (слева)

Order(NNNLO), включая NLO электрослабые поправки, а также учитывая долю лептонных распадов W бозона равную 10.86%. После экстраполяции, полное сечение рождения пары W бозонов оказалось равным

$$\sigma_{tot} = 127 \pm 1 \text{ (стат.)} \pm 4 \text{ (сист.) пб.}$$

Аналогичный анализ был проведен для рождения пары WW бозонов хотя бы с одной струей при таких же значениях энергии соударения и интегральной светимости. Диаграммы данных процессов (а именно t , s каналы, а также взаимодействие глюонов) приведены на рис. 2.4.

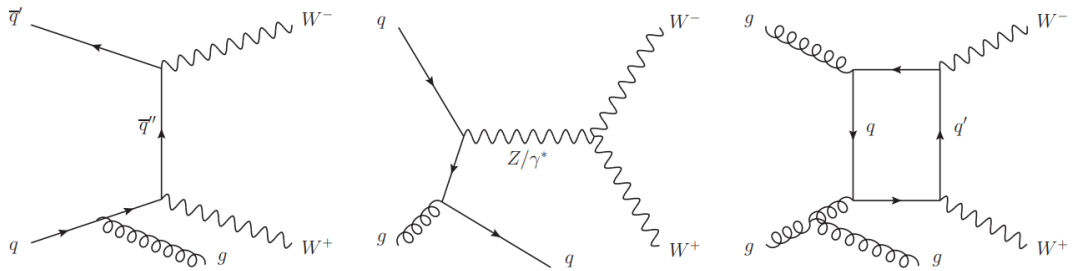


Рис. 2.4: Диаграммы рождения пары бозонов в сопровождении струи [6]

Для этого процесса была получена поперечное сечение в доступном фазовом объеме

$$\sigma_{fid} = 258 \pm 4 \text{ (стат.)} \pm 25 \text{ (сист.) фб,}$$

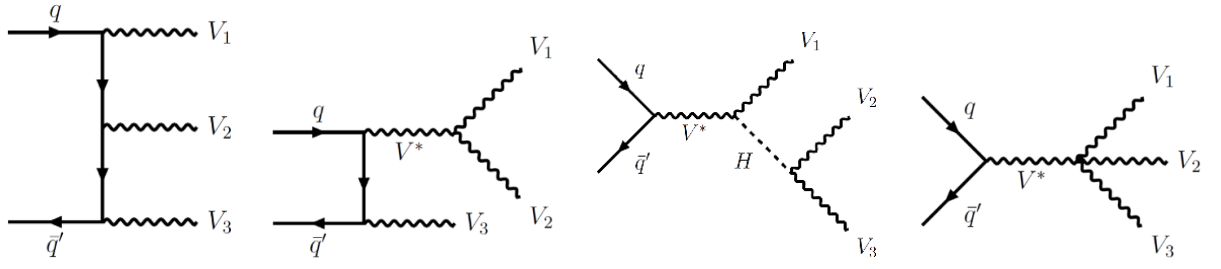


Рис. 2.5: Диаграммы рождения трех W бозонов

Сечение в работе [6] было получено при следующей выборке: $p_T^l > 27$ ГэВ, $|\eta^l| < 2.5$, $m_{e\mu} > 85$ ГэВ, $p_T^j > 30$ ГэВ, $|y^j| < 4.5$. Видно, что выборки этих работ дополняют друг друга: в первом случае исключаются высокэнергетическими струями, их анализ выполнен в работе [6].

2.2. Рождение трех W бозонов

Процесс одновременного рождения трех W бозонов является более сложным процессом. Из-за его малого сечения первое наблюдение данного процесса было проведено только во время Run 2. На рис. 2.5 можно видеть диаграммы рождения трех W бозонов. Как видно из диаграмм, в данных процессах можно наблюдать не только трех частичные, но и четырех частичные вершины с участием векторных бозонов. В совокупности с измерениями самодействия бозонов, изучение данного процесса может показать вклад новой физики за пределами СМ. Именно этим, а также малой изученностью процесса и обуславливается актуальность исследований.

Для данного процесса были измерены сечения в каналах $WWW \rightarrow \mu\nu\nu q\bar{q}$ ($L = 80$ фб $^{-1}$ [7]) и $WWW \rightarrow \mu\mu\nu\nu\nu$ ($L = 139$ фб $^{-1}$ [8]).

$$\sigma_{WWW} = 0.65^{+0.23}_{-0.21} \text{ пб.}$$

$$\sigma_{WWW} = 820 \pm 100 \text{ (стат.)} \pm 80 \text{ (сист.) фб.}$$

$$\sigma_{SM} = 511 \pm 18 \text{ фб.}$$

Значение оказалось отличным от предполагаемого СМ (рассчитанная в NLO КХД и LO электрослабыми поправками) значения на 2.6 стандартных отклонений. Также было произведено фитирование данных с помощью применения алгоритма ветвящихся деревьев (boosted decision tree

- BDT). Наиболее значимыми фоновыми процессами оказались рождение пар WZ бозонов, неправильная идентификация заряда лептона, конверсия фотонов, а также "непрямых" лептонов. На рис. 3.6 приведен результат фитирования данных.

	$e^\pm e^\pm$	$e^\pm \mu^\pm$	$\mu^\pm \mu^\pm$	3ℓ
<i>WWW</i> signal	28.4 ± 4.3	124 ± 19	82 ± 12	34.8 ± 5.2
<i>WZ</i>	81.1 ± 5.7	346 ± 22	170 ± 10	16.4 ± 1.5
Charge-flip	31.1 ± 7.3	19 ± 5	...	1.7 ± 0.4
γ conversions	60.8 ± 8.5	139 ± 15	...	1.5 ± 0.1
Nonprompt	17.0 ± 4.0	145 ± 23	104 ± 21	26.6 ± 2.9
Other	22.3 ± 2.4	100 ± 10	58 ± 6	8.0 ± 0.9
Total predicted	241 ± 11	873 ± 22	415 ± 17	89.0 ± 5.4
Data	242	885	418	79

Рис. 2.6: Количество событий сигнала и фона

3. ATLAS Open Data

ATLAS Open Data [9] - это портал, содержащий наборы событий протонных соударений, задетектированных на детекторе ATLAS в 2016 и 2020 году. Последний релиз 2020 года соответствует данным, собранным на протяжении 2016 года при энергии соударений в центре масс $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Этот набор соотносится с интегральной светимостью равной 10 фб^{-1} в сравнении с 139 фб^{-1} , собранных за весь Run 2. Также наборы с задетектированными событиями сопровождаются наборами, содержащие Монте-Карло смоделированные события, соответствующие процессам SM, а также выходящих за её рамки.

Наборы содержат информацию о таких реконструированных физических объектах, как электроны, мюоны, фотоны, адронно распадающиеся тау-лептоны, а также адронные струи. Набор разделен на несколько меньших наборов по множественности лептонов, а также наличию струй или фотонов в отобранных событиях. Каждый такой набор представляет собой ROOT файл, содержащий около 80 «ветвей», которые соотносятся с определенными характеристиками события. Пример таких переменных приведен на рис. 3.1.

Нами был выбран для анализа набор с 3 лептонами для того, чтобы проанализировать кинематические характеристики лептонов при трех W бозонов по лептонному каналу распада.

Моды распада W бозона по электронному и мюонному каналу составляют 10.71% и 10.63% [10]. В этом случае используя измеренное инклюзивное сечение процесса $\sigma_{WWW} = 820 \text{ фб}$ и интегральную светимость 10 фб^{-1} , мы можем получить оценку количества рождения трёх W бозонов с последующим лептонным распадом каждого. Так, перемножив светимость, сечение, а также вероятности распада мы получим оценку в 76 событий. Однако это значение не учитывает акцептанс системы (область чувствительности) $A = 0.343\%$ [5]. Поэтому правильная оценка будет равна 26 событий. Эту же оценку можно провести, используя количество

Tuple branch name	C++ type	Variable description
runNumber	int	number uniquely identifying ATLAS data-taking run
eventNumber	int	event number and run number combined uniquely identifies event
channelNumber	int	number uniquely identifying ATLAS simulated dataset
mcWeight	float	weight of a simulated event
XSection	float	total cross-section, including filter efficiency and higher-order correction factor
SumWeights	float	generated sum of weights for MC process
scaleFactor_PILEUP	float	scale-factor for pileup reweighting
scaleFactor_ELE	float	scale-factor for electron efficiency
scaleFactor_MUON	float	scale-factor for muon efficiency
scaleFactor_PHOTON	float	scale-factor for photon efficiency
scaleFactor_TAU	float	scale-factor for tau efficiency
scaleFactor_BTAG	float	scale-factor for b -tagging algorithm @70% efficiency
scaleFactor_LepTRIGGER	float	scale-factor for lepton triggers
scaleFactor_PhotonTRIGGER	float	scale-factor for photon triggers
trigE	bool	boolean whether event passes a single-electron trigger
trigM	bool	boolean whether event passes a single-muon trigger
trigP	bool	boolean whether event passes a diphoton trigger
lep_n	int	number of pre-selected leptons
lep_truthMatched	vector<bool>	boolean indicating whether the lepton is matched to a simulated lepton
lep_trigMatched	vector<bool>	boolean indicating whether the lepton is the one triggering the event
lep_pt	vector<float>	transverse momentum of the lepton
lep_eta	vector<float>	pseudo-rapidity, η , of the lepton
lep_phi	vector<float>	azimuthal angle, ϕ , of the lepton
lep_E	vector<float>	energy of the lepton
lep_z0	vector<float>	z -coordinate of the track associated to the lepton wrt. primary vertex
lep_charge	vector<int>	charge of the lepton
lep_type	vector<int>	number signifying the lepton type (e or μ)
lep_isTightID	vector<bool>	boolean indicating whether lepton satisfies tight ID reconstruction criteria
lep_ptcone30	vector<float>	scalar sum of track p_T in a cone of $R=0.3$ around lepton, used for tracking isolation
lep_etcone20	vector<float>	scalar sum of track E_T in a cone of $R=0.2$ around lepton, used for calorimeter isolation
lep_trackd0pvunbiased	vector<float>	d_0 of track associated to lepton at point of closest approach (p.c.a.)
lep_tracksigd0pvunbiased	vector<float>	d_0 significance of the track associated to lepton at the p.c.a.
met_et	float	transverse energy of the missing momentum vector
met_phi	float	azimuthal angle of the missing momentum vector
jet_n	int	number of pre-selected jets
jet_pt	vector<float>	transverse momentum of the jet
jet_eta	vector<float>	pseudo-rapidity, η , of the jet
jet_phi	vector<float>	azimuthal angle, ϕ , of the jet
jet_E	vector<float>	energy of the jet
jet_jvt	vector<float>	jet vertex tagger discriminant [21] of the jet
jet_trueflav	vector<int>	flavour of the simulated jet
jet_truthMatched	vector<bool>	boolean indicating whether the jet is matched to a simulated jet
jet_MV2c10	vector<float>	output from the multivariate b -tagging algorithm [22] of the jet

Рис. 3.1: Некоторые переменные набора данных

зарегистрированных событий. Так, умножая 79 зарегистрированных событий на соотношение светимостей, получаем оценку в 6 событий.

Final-state categories	Leading object p_T (min) [GeV]	Collection name
$N_\ell = 1$	25	1lep
$N_\ell \geq 2$	25	2lep
$N_\ell = 3$	25	3lep
$N_\ell \geq 4$	25	4lep
$N_{\text{largeRjet}} \geq 1 \ \& \ N_\ell = 1$	250 (large- R jet), 25 (lepton)	1largeRjet1lep
$N_{\tau\text{-had}} = 1 \ \& \ N_\ell = 1$	20 (τ_h), 25 (lepton)	1lep1tau
$N_\gamma \geq 2$	35	GamGam

Рис. 3.2: Предоставленные наборы

4. Анализ данных

В этой главе приведен анализ набора данных ATLAS Open Data. Далее будут приведены критерии отбора событий для последующего анализа, будут даны определения и пояснения к рассматриваемым в данном анализе переменным. В пункте 4.3 будут приведены построенные гистограммы вышеуказанных переменных и их анализ.

4.1. Критерии отбора

Набор данных, использованный для анализа должен был иметь 3 лептона, поскольку мы ищем лептонную моду распада, причем суммарный заряд этих лептонов должен быть равным по модулю единице. Также накладываются стандартные кинематические ограничения, связанные со строением детектора и общим физическим смыслом: $p_T > 20$ ГэВ, $p_{T_{lead}} > 25$ ГэВ, $E_T^{miss} > 30$ ГэВ, $m_T^W > 30$ ГэВ. Также накладываются ограничения для псевдобыстрот лептонов: $|\eta| < 2.47$ для электронов, исключая $1.37 < |\eta| < 1.52$; $|\eta| < 2.5$ для мюонов.

Для того чтобы быть уверенными в том, что лептоны происходят из первичной вершины, накладываются ограничения на координаты их треков: $|\frac{d_0}{\sigma_{d_0}}| < 5$ для электронов, $|\frac{d_0}{\sigma_{d_0}}| < 3$ для мюонов и общее условие $|z_0 \sin(\theta)| < 0.5$ мм. Здесь d_0 и z_0 - поперечный и продольный прицельный параметр, а σ_{d_0} - погрешность поперечного прицельного параметра. Также накладывается условие изолированности трека: $|\frac{p_{T_{cone30}}}{p_T}| < 0.15$.

Так как одним из наиболее значимых фоновых процессов является рождение пар бозонов WZ, то мы не рассматриваем события, в которых присутствует пара лептонов с одинаковым ароматом и противоположным зарядом, чья инвариантная масса m_{ll} лежит в диапазоне ± 10 ГэВ от массы Z бозона $m_Z = 91.2$ ГэВ. При анализе симулированных событий рождения WZ наоборот требуется наличие таких пар.

По этим критериям было отобрано 375 событий.

4.2. Рассматриваемые переменные

В данном анализе рассматриваются следующие переменные:

$$|\vec{p}_{T_{ll}}| = \left| \sum_{l=1}^3 \vec{p}_{T_l} \right| \quad (4.1)$$

$$\vec{E}_T^{miss} = - \sum_{i=1}^N \vec{p}_{T_i} \quad (4.2)$$

$$H_T = \sum_{l=1}^3 |\vec{p}_{T_l}| \quad (4.3)$$

$$m_T^{WZ} = \sqrt{\left(\sum_{l=1}^3 p_T^l + E_T^{miss} \right)^2 - \left(\sum_{l=1}^3 p_x^l + E_x^{miss} \right)^2 - \left(\sum_{l=1}^3 p_y^l + E_y^{miss} \right)^2} \quad (4.4)$$

$$m_T^{WWW} = \sqrt{4 \left(\sum_{l=1}^3 p_T^l \right)^2 - \left(\sum_{l=1}^3 p_x^l + E_x^{miss} \right)^2 - \left(\sum_{l=1}^3 p_y^l + E_y^{miss} \right)^2} \quad (4.5)$$

Выражение 4.1 является векторной суммой поперечных импульсов заряженных лептонов, что соответствует поперечной потерянной энергии, которая соответствует векторной сумме поперечных импульсов нейтрино в процессе рождения WWW. Выражение 4.2 является определением поперечной потерянной энергии, которая рассчитывается на детекторе как сумма поперечных импульсов всех зарегистрированных частиц, взятая с обратным знаком. Так как соударения на коллайдере происходят в системе центра масс, эта сумма равна векторной сумме поперечных импульсов незарегистрированных частиц. В предположении, что мы наблюдаем лептонные моды распадов WWW и WZ, E_T^{miss} описывает векторную сумму p_T нейтрино (в случае WZ нейтрино один, поэтому она играет роль поперечного импульса и энергии этой частицы). Выражение 4.3 описывает скалярную сумму поперечных импульсов лептонов, что является энергетической характеристикой состояния. Выражение 4.4 является определением поперечной массы пары бозонов WZ. Важно отметить, что в данной формуле E_T^{miss} используется в смысле поперечного импульса нейтрино. Именно по этой причине напрямую эту формулу

использовать для анализа рождения WWW бозонов некорректно. Поэтому выдвигается предположение, что E_T^{miss} в формуле для WWW можно заменить на вторую скалярную сумму поперечных импульсов лептонов. Такая модифицированная формула приведена в выражении 4.5.

4.3. Распределения по общим кинематическим характеристикам

В данном разделе приведены распределения по поперечному импульсу одиночного лептона, по E_T^{miss} , по векторной сумме поперечных импульсов трех лептонов, а также приведено сравнение последних двух характеристик. На рис.4.1 приведено распределение по поперечным импульсам заряженных лептонов в отобранных событиях. Видно, что P_T одиночных лептонов достигает 200 ГэВ.

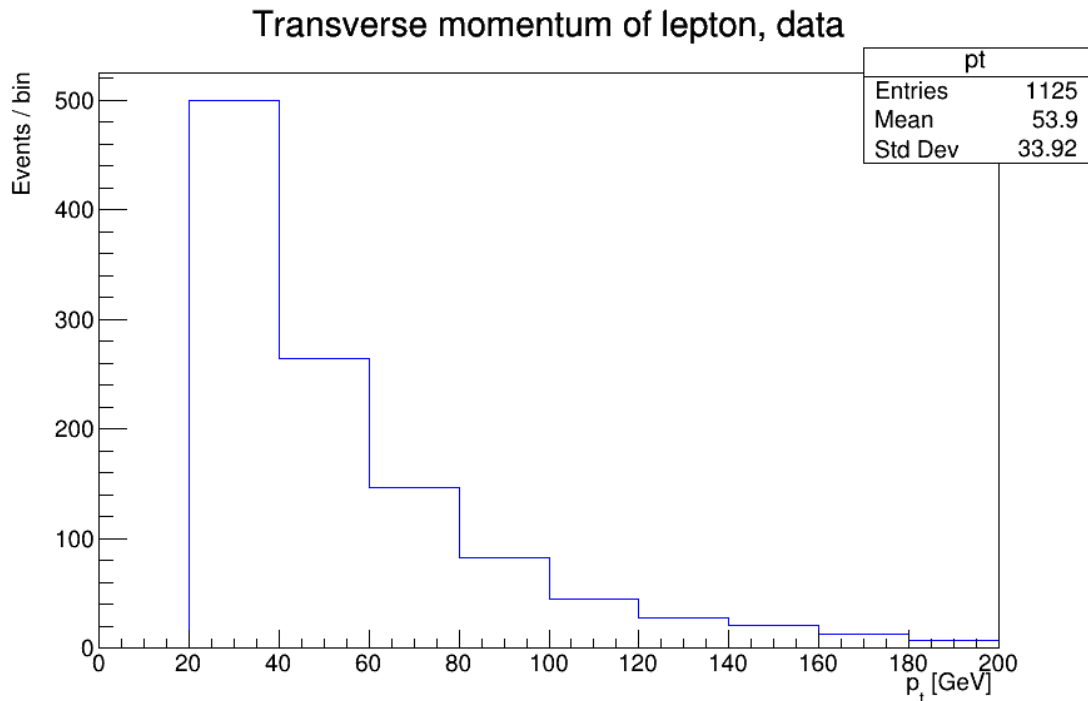


Рис. 4.1: Поперечный импульс лептонов в отобранных событиях

На рис 4.2 приведено распределение по E_T^{miss} , которое характеризует векторную сумму поперечных импульсов трех нейтрино. Видно, что максимум приходится на отрезок от 40 до 60 ГэВ. В этой и последующих гистограммах последний бин включает также те данные, которые выходят за рамки гистограммы. Этой переменной в предположении рождения трех W бозонов соответствует векторная сумма поперечных импульсов

трех заряженных лептонов (4.1). На рис 4.3 приведено распределение по $|p_{T_{ll}}^{\vec{}}|$. Это распределение также имеет максимум между 40 и 60 ГэВ, имеет подобное E_T^{miss} распределение. Значение $E_T^{miss} < 30$ ГэВ исключены отбором.

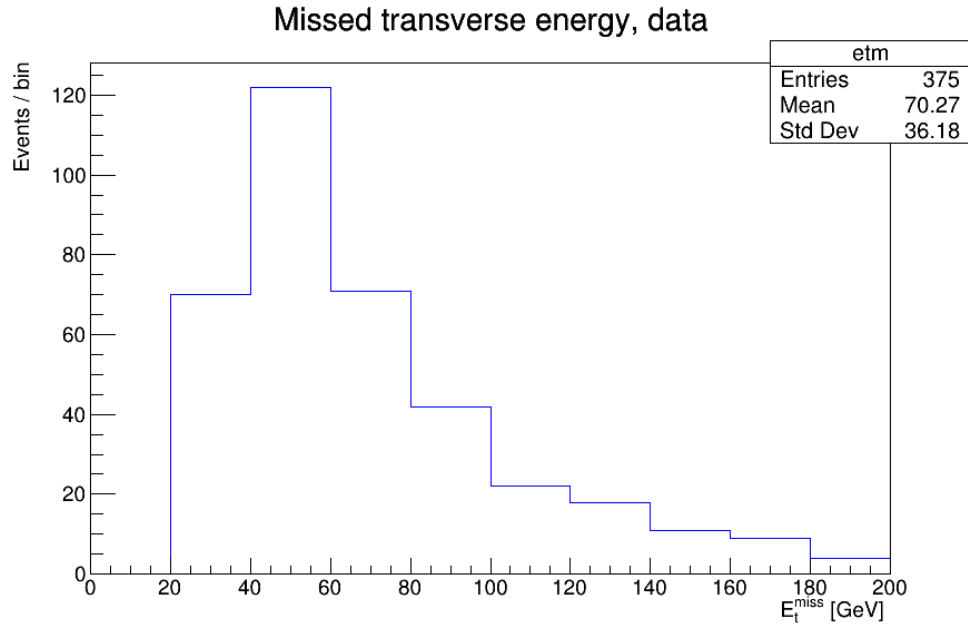


Рис. 4.2: Потерянная поперечная энергия

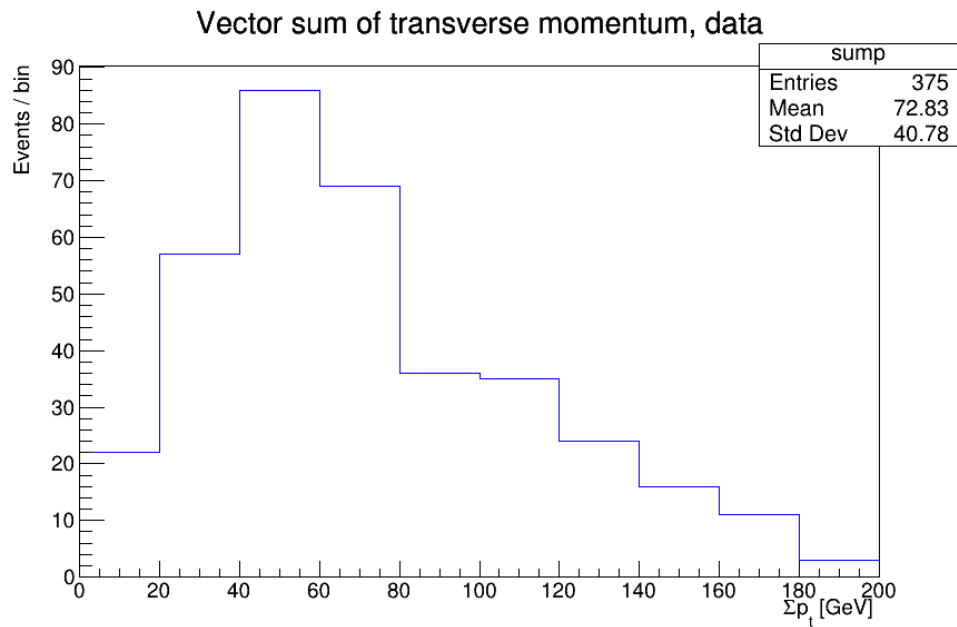


Рис. 4.3: Векторная сумма поперечных импульсов лептонов

4.4. Распределения по H_T

На рис 4.4 приведены нормированные распределения по переменной H_T для событий с тремя лептонами и моделированными событиями рождения пары WZ. Видно, что ширины максимумов распределений согласуются. Аналогично можно сравнить с данными для WW измеренных в событиях с образованием струй. Видно, что максимумы для трех лептонов и WZ сдвинуты в область больших значений. Это различие может указывать на большее число более массивных частиц, в частности W.

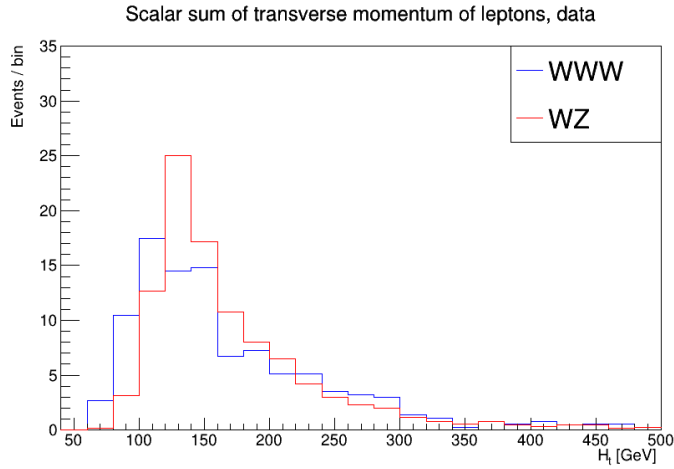


Рис. 4.4: Скалярная сумма поперечных векторов для WWW и WZ

На рис 4.5, 4.6 и 4.7 приведены распределения H_T в логарифмическом масштабе для событий с WWW в сопровождении со струй, WZ, а также WW в сопровождении струй. Как видно из сравнения, максимум H_T для рождения WW в сопровождении струй сильно сдвинут в область меньших значений относительно максимумов распределений для WWW и WZ. Произведена аппроксимация экспонентой $f(x) = e^{ax+b}$ распределений на рис. 4.5 и 4.6 и изображена на соответствующих рисунках красной линией. При аппроксимации были получены следующие значения параметров а аппроксимации: $a_{WZ} = -0.0172 \pm 0.0007$, $a_{WWW} = -0.0113 \pm 0.0015$. Также была произведена оценка для WW в области от 50 до 300 ГэВ: $a_{WW} = 0.011$. Видно, что наклон распределения для WZ больше, а параметры для WWW и WW совпадают.

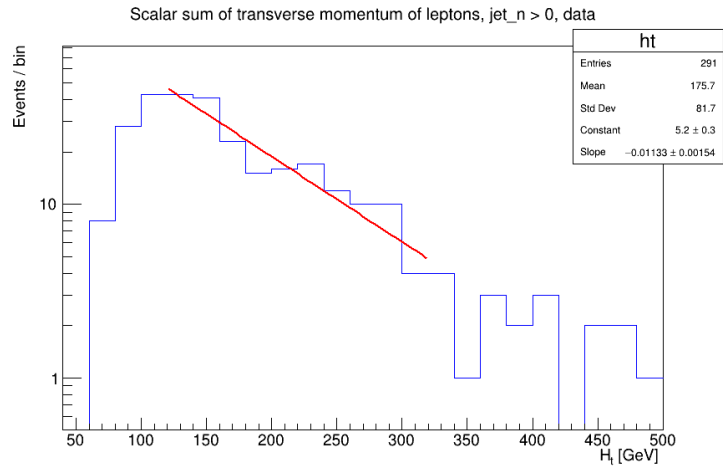


Рис. 4.5: Скалярная сумма поперечных векторов для $WW+j$

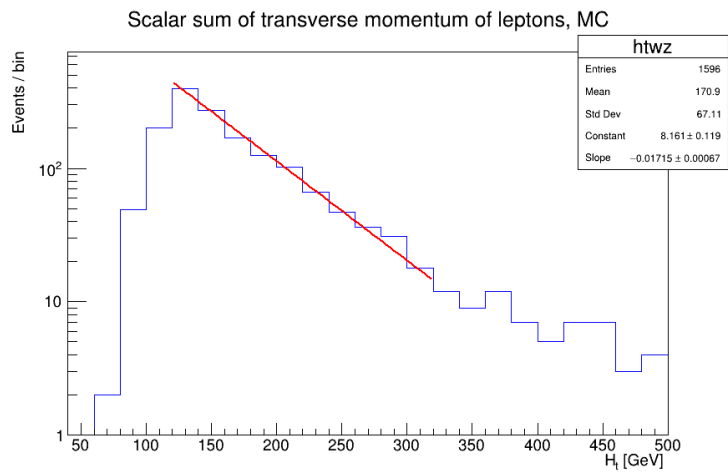


Рис. 4.6: Скалярная сумма поперечных векторов для WZ

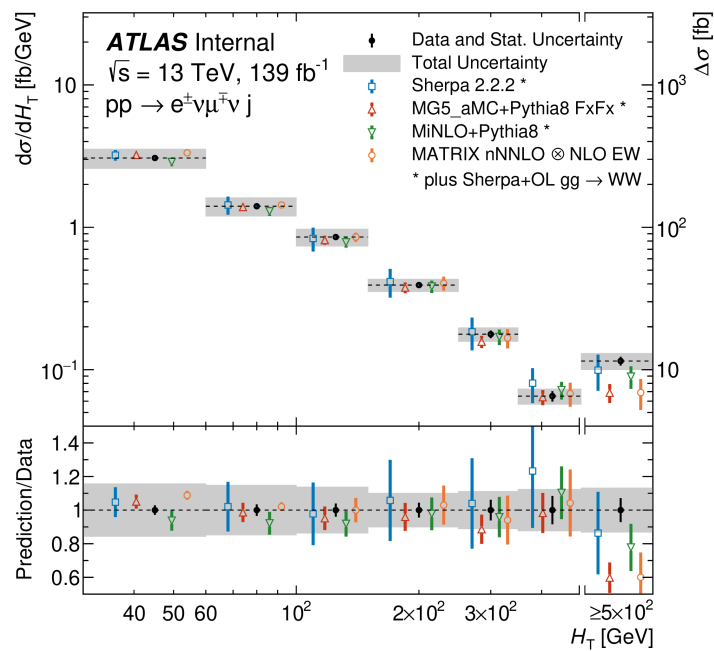


Рис. 4.7: Скалярная сумма поперечных векторов для $WW+j$

4.5. Распределения по m_T

На рис 4.8 приведено сравнение распределений по поперечным массам для WWW и WZ. Событий с WZ много больше, чем с WWW, поэтому была произведена нормировка. Результат приведен на рис 4.9. В предположении того, что бозоны рождаются в покое, то порог инвариантных масс для WZ составляет 170 ГэВ, а для WWW - 240 ГэВ. Видно, что максимум для WZ больше 160 ГэВ, а для WWW - больше 200 ГэВ. Видно, что в наборах с тремя W бозонами присутствуют более массивные объекты.

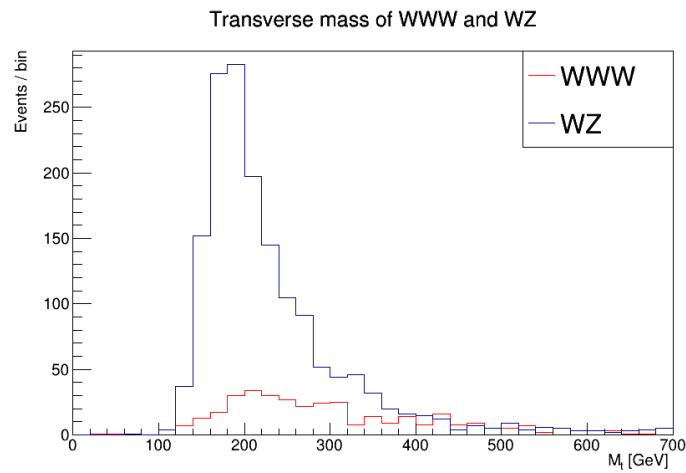


Рис. 4.8: Поперечная масса WWW и WZ

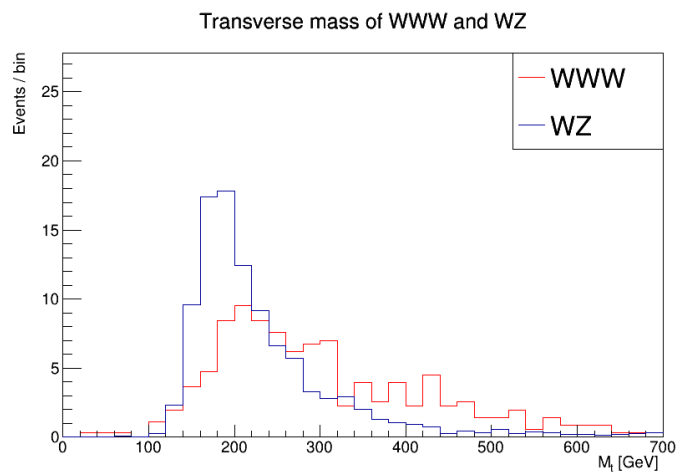


Рис. 4.9: Нормированная поперечная масса WWW и WZ

4.6. Зарядовая асимметрия событий

Посчитаны для событий с 3 заряженными лептонами и WZ суммарные заряды. В таблице 4.1 приведено количество событий с суммарным зарядом +1, -1, а также их отношение. Для событий WZ присутствует зарядовая асимметрия, отношение составляет 1.375 ± 0.098 . Эта величина зарядовой асимметрии совпадает с измеренной в работе [5], которая приведена в таблице. Зарядовая асимметрия инклюзивного рождения W бозона составляет $1.295 \pm 0.003 \pm 0.010$.

Таблица 4.1: Зарядовые асимметрии

$\sum q_l$	-1	+1	$\frac{N_{W+}}{N_{W-}}$
N_{WZ}	672 ± 26	924 ± 30	1.38 ± 0.10
N_{WWW}	186 ± 14	189 ± 14	1.02 ± 0.15
A_c^{WZ}			1.47 ± 0.05

Было построено отношение распределений по поперечных импульсов для положительно и отрицательно заряженных лептонов. Оно приведено на рис 4.10. Видно, что в первых трех бинах значение отношения больше единицы. Для бина от 40 до 80 ГэВ значение асимметрии равно 1.06 ± 0.10 . Это значение не противоречит зарядовой асимметрии рождения W бозона в пределах статистической погрешности. Для интервалов импульсов до 60 ГэВ, где ожидается присутствие лептонов от распада W наблюдается положительная асимметрия лептонов, а соответственно и W бозон. При увеличении p_T асимметрия меняет знак, но и статистические ошибки становятся большими.

Положительная асимметрия наблюдается в процессах, в которых участвуют валентные кварки. Именно асимметрия преобладания u-кварков над d-кварками в составе протона обеспечивает положительную асимметрию W. Процессы с участием глюонов дают нулевую зарядовую асимметрию. Примером является процесс на рис. 4.11. Таким образом можно заключить, что события с положительной асимметрией в диапазоне от 40 до 80 ГэВ наиболее вероятно являются продуктами распада W.

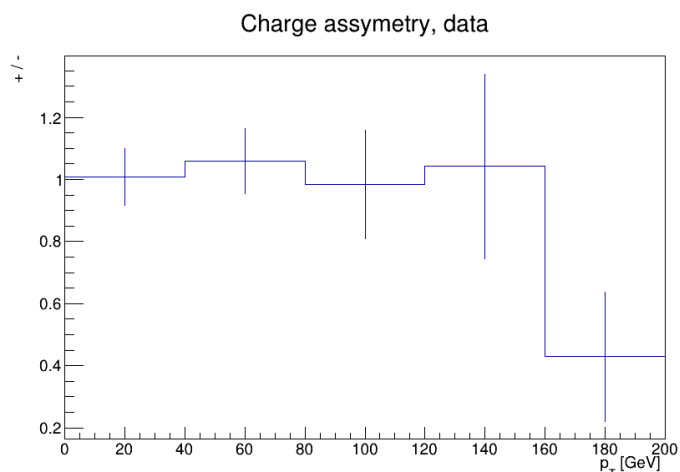


Рис. 4.10: Зависимость зарядовой асимметрии от поперечного импульса лептонов

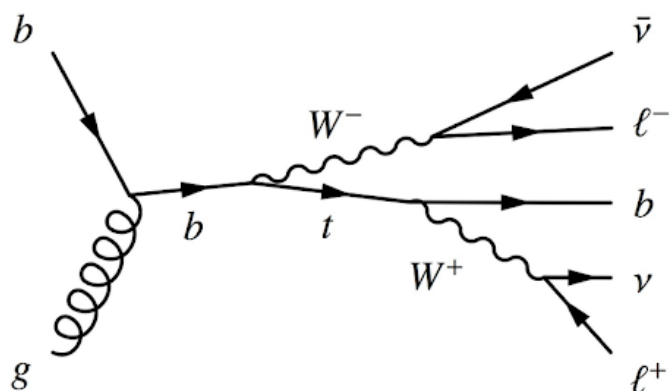


Рис. 4.11: Пример процесса без зарядовой асимметрии

4.7. Выводы анализа

Так, рассмотрение распределений коллективных кинематических переменных показало, что в группе событий с тремя лептонами в pp соударениях при энергии в 13 ТэВ присутствуют события с образованием более двух массивных частиц. Анализ зарядовой асимметрии событий и дифференциальных характеристик асимметрии лептонов показывает, что положительная зарядовая асимметрия, отвечающая рождению W , не исключена для лептонов с p_T в интервале от 40 до 80 ГэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе приведены результаты измерений одиночного и парного рождения векторных бозонов, а также измерения процесса рождения трех W бозонов на эксперименте ATLAS. Приведен обзор инструментария ATLAS Open Data и была произведена обработка и анализ набора данных с тремя заряженными лептонами.

В рамках анализа произведено сравнение характеристик трех заряженных лептонов и величины E_T^{miss} , которая имеет смысл характеристики трех нейтрино. Выполнено сравнение переменной H_T трех лептонов, дибозонных пар WZ и WW в сопровождении струй.

Рассмотрены распределения поперечных масс разных систем. Для событий с тремя лептонами значения поперечной массы было получено в предположении образования трех W бозонов. Для этого было сделано предположение, что сумма поперечных импульсов нейтрино совпадает с суммой поперечных импульсов трех заряженных лептонов. Для пар WZ поперечная масса системы также включает информацию о нейтрино. В результате сравнения было показано присутствие более массивной системы трех W бозонов (рис 4.9).

Анализ зарядовой асимметрии трех заряженных лептонов не противоречит зарядовой асимметрии, наблюдаемой в инклюзивном рождении W , и зарядовой асимметрии пар WZ в пределах статистической погрешности.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. ATLAS Collaboration // JINST 3 (2008) S08003
2. <http://nuclphys.sinp.msu.ru/ATLAS/>
3. ATLAS Collaboration // Phys. Rev. D. 100 (2019), arXiv: 1905.07714
4. ATLAS Collaboration // ATLAS-CONF-2023-012
5. ATLAS Collaboration // Eur. Phys. J. C 79 (2019) 535, arXiv: 1902.05759
6. ATLAS Collaboration // JHEP 06, 003 (2021) 884, arXiv: 2103.10319
7. ATLAS Collaboration // Phys. Lett. B 798 (2019) 134913, arXiv: 1903.10415
8. ATLAS Collaboration // Phys. Rev. Lett. 129 (2022) 061803, arXiv: 2201.13045
9. ATLAS Collaboration // « Review of the 13 TeV ATLAS Open Data release,» PUB-OTRC-2020-01, 2020.
10. <https://pdg.lbl.gov/2022/listings/contents-listings.html>

ПРИЛОЖЕНИЕ

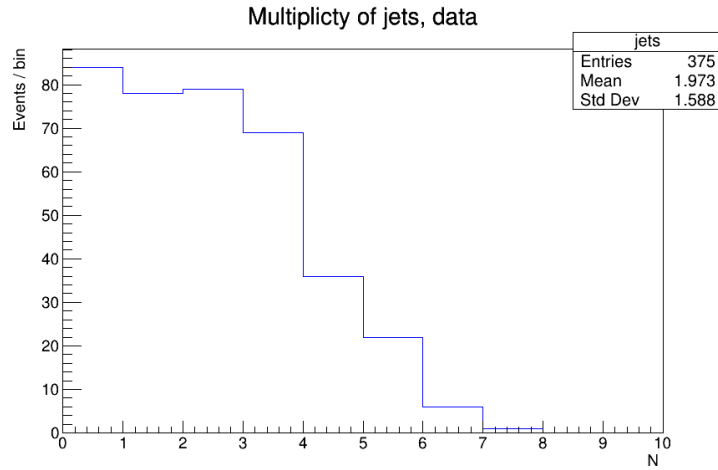


Рис. 4.12: Распределение по числу струй для событий с тремя лептонами

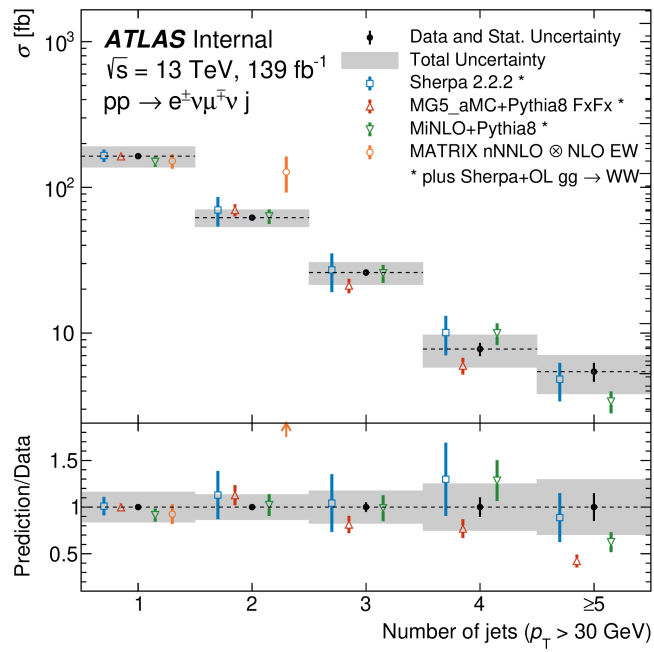


Рис. 4.13: Распределение по числу струй для WW, R = 0.4