

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

УДК 539.12.01

ОТЧЕТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ  
**ЗНАКОМСТВО С ОСНОВНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ АНАЛИЗА  
ПО ПОИСКУ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЛЕПТОНОВ В  
ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS**

Научные руководители

к.ф.-м.н.

Студент

\_\_\_\_\_ Мягков Алексей Григорьевич

\_\_\_\_\_ Ван Алина Маошэновна

Москва 2022

# Содержание

<b>Перечень сокращений и обозначений</b>	<b>3</b>
<b>1 Введение</b>	<b>4</b>
1.1 Протон-протонное столкновение. Струи	4
1.2 $b$ -тагирование	5
1.3 Толстые струи	6
1.4 Устройство детектора	6
1.5 Кинематика LHC	7
1.6 Цели и задачи	7
<b>2 Процесс работы и результаты</b>	<b>8</b>
2.1 Исходные данные	8
2.2 Определение критериев отбора на $b$ -тагированные струи.	8
2.3 Определение контрольной области для конечного состояния $e\nu J$	10
<b>3 Заключение</b>	<b>11</b>

## Перечень сокращений, обозначений и определений

**Струя** – поток адронов, вылетающих примерно в одном направлении к энергичному кварку или глюону, инициирующему эту струю.

**Партоны** – кварки, антикварки и глюоны, из которых состоит протон (используются в описании партон-ной модели).

**МК** – метод Монте-Карло.

**ЛНС** – The Large Hadron Collider.

# 1 Введение

Стандартная модель – это современная теория в физике элементарных частиц, объединяющая в себе слабое, сильное и электромагнитное взаимодействия частиц. Несмотря на все свои преимущества, Стандартная модель не дает описаний всех известных экспериментальных фактов, таких как скрытая масса, проблема иерархии, темная энергия и т.д. Предполагается, что Стандартная модель является частью более общей теории. Поэтому одной из главных задач на ЛНС является поиск проявлений новой физики за рамками стандартной модели. Для решения проблемы иерархии масс и структуры поколений лептонов и кварков существует несколько теорий, в которых фермион рассматривается как составная частица. В этих моделях фермионы, будучи ограниченными состояниями более элементарных полей, по аналогии с атомами могут достигать возбужденных состояний.

## 1.1 Протон-протонное столкновение. Струи

Протон является составной частицей; он состоит из трех кварков  $uud$ , скрепленных вместе глюонным полем. При высоких энергиях протоны можно рассматривать как ансамбль невзаимодействующих кварков и глюонов (партонная модель). Столкновение с жестким рассеянием можно рассматривать как взаимодействие между двумя партонами каждого протона, каждый из которых несет долю импульса  $x_1$ ,  $x_2$  взаимодействующих протонов. При столкновении двух партонов происходит жесткий процесс, описываемый СМ, образовавшиеся кварки и глюоны переходят в бесцветные адроны в процессе адронизации. Энергия удара тратится на рождение многочисленных адронов.

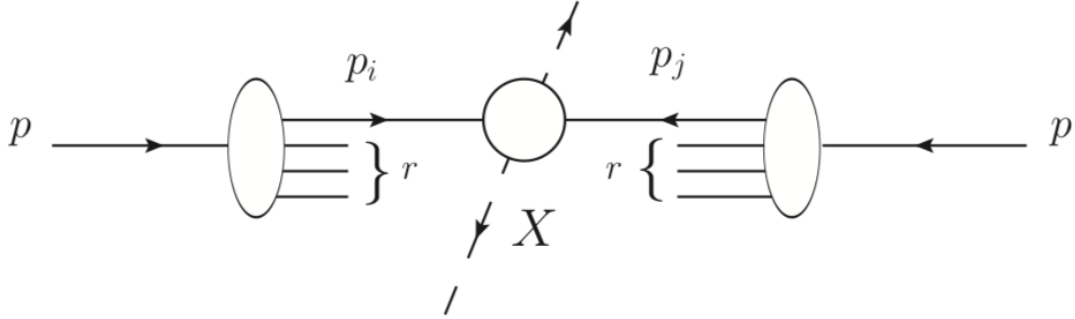


Рис. 1: Протон-протонное столкновение

При жестком столкновении партоны получают сильный поперечный удар, вследствие чего адроны вылетают с большим поперечным импульсом. Поток стабильных частиц, возникающих в результате адронизации партона и вылетающих примерно в одном направлении, называется струей. Струи обеспечивают связь между наблюдаемыми бесцветными стабильными частицами и лежащей в их основе физикой на партонном уровне.

Для реконструкции струй существуют два класса алгоритмов: конусные алгоритмы и алгоритмы последовательной кластеризации. Последние более предпочтительны как для теоретиков, так и для экспериментаторов. Алгоритмы последовательной кластеризации полагают, что частицы внутри струй будут иметь небольшие различия в поперечных импульсах и, таким образом, группируют частицы на основе импульсного пространства, что приводит к струям, которые имеют флуктуирующие области в пространстве быстрота-азимутальный угол. Все алгоритмы последовательной кластеризации имеют схожий метод. Определяется некоторое расстояние между двумя частицами:

$$d_{ij} = \min(p_{ti}^a, p_{tj}^a) \times \frac{R_{ij}^2}{R}, \quad (1)$$

где  $a$  - это показатель, соответствующий конкретному алгоритму кластеризации,  $R$  – параметр радиуса, определяющий окончательный размер струи и обычно лежащий в пределах от 0,4 до 0,7, а  $R_{ij}$  определяется как

$$R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2. \quad (2)$$

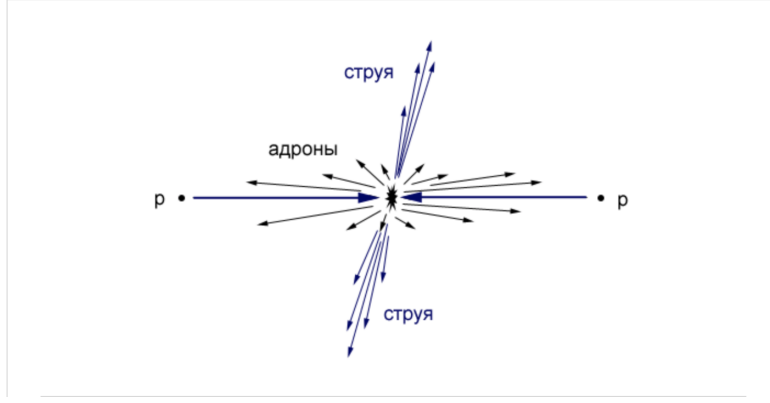


Рис. 2: Струи

Вторая переменная - это расстояние в импульсном пространстве между осью пучка и регистрируемой частицей.

$$d_{iB} = p_{tB}^a \quad (3)$$

Алгоритмы последовательной кластеризации [1] работают следующим образом. Сначала находят минимум всего набора  $d_{iB}; d_{ij}$ . Если  $d_{ij}$  является минимумом, то частицы  $i$  и  $j$  объединяются в одну частицу ( $ij$ ) с помощью суммирования четырехвекторов, после чего  $i$  и  $j$  удаляются из списка частиц. Если  $d_{iB}$  — минимум, то частица  $i$  помечается как финальная струя и удаляется из списка частиц. Этот процесс повторяется до тех пор, пока все частицы не окажутся частью струи с расстоянием между осями струи  $R_{ij}$  больше, чем  $R$ , или пока не будет найдено нужное количество струй.

- $K_t$  алгоритм

Параметр  $a$  в данном алгоритме равен 2. Тогда данные переменные будут иметь следующий вид:

$$d_{ij} = \min(p_{ti}^2, p_{tj}^2) \times \frac{R_{ij}^2}{R}, d_{iB} = p_{tB}^2 \quad (4)$$

- $Anti - K_t$  алгоритм

Параметр  $a$  в данном алгоритме равен -2. Тогда данные переменные будут иметь следующий вид:

$$d_{ij} = \min\left(\frac{1}{p_{ti}^2}, \frac{1}{p_{tj}^2}\right) \times \frac{R_{ij}^2}{R}, d_{iB} = \frac{1}{p_{tB}^2} \quad (5)$$

## 1.2 б-тагирование

б-тагирование - это метод маркировки струй, используемый в современных экспериментах по физике элементарных частиц. Это идентификация (или «флаг») струй, происходящих из б-кварков. Идентификация б-кварков важна, так как топ-кварк, являющийся самым массивным кварком, в результате своего распада имеет б-кварк. Поэтому идентификация б-кварков помогает идентифицировать топ-кварк.

Адроны, содержащие б-кварк, имеют время жизни порядка пикосекунды, поэтому они могут удалиться на несколько миллиметров от первичной точки, где произошло жесткое рассеяние, до того, как распадутся. Эти адроны характеризуются большими массами и обычно распадаются на несколько заряженных треков, которые можно обнаружить с помощью трекера. Прицельный параметр этих треков будет больше обычного. Если разрешение трека достаточно велико, можно найти вторичную вершину, в которой распался тяжелый адрон. Следовательно, струя, содержащая несколько смещенных треков или реконструированную вторичную вершину, скорее всего, исходит от б-кварка.

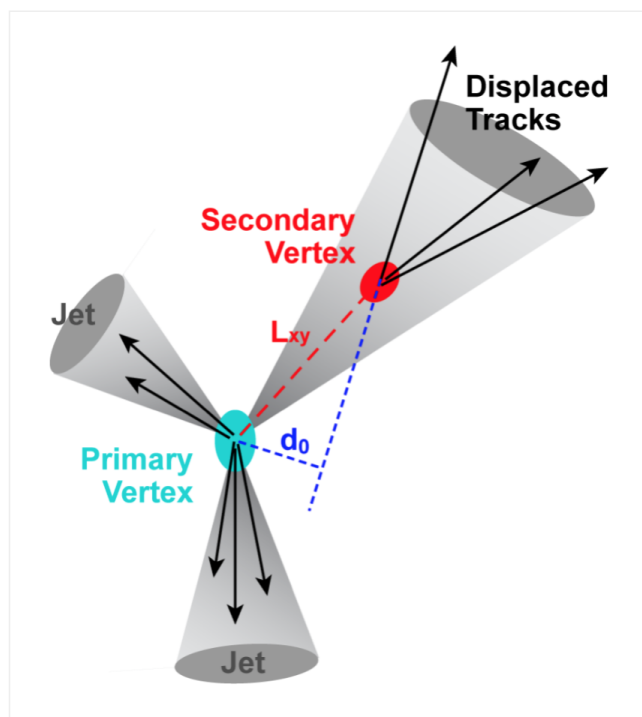


Рис. 3: b-tagging

### 1.3 Толстые струи

Бозоны  $W$ ,  $Z$  и  $H$  могут распадаться по адронным каналам. При большой величине поперечного импульса бозона струи, образованные после его распада по адронному каналу, имеют малый угол разлета, вследствие чего они могут пересекаться друг с другом. В этом случае для идентификации бозонов строится толстая струя с радиусом конуса  $R=1$ . Однако с увеличением радиуса конуса, увеличивается и количество фоновых событий. Поэтому для толстой струи существуют механизмы отчистки от фона.

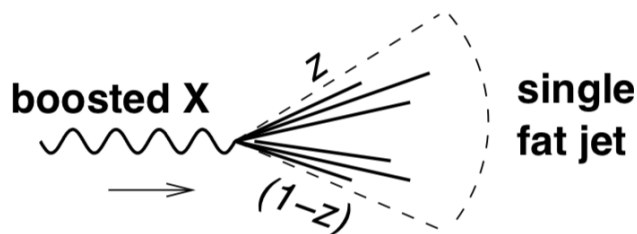


Рис. 4: fat jet

### 1.4 Устройство детектора

Детектор ATLAS представляет собой многоцелевой  $4\pi$ -детектор с симметричной цилиндрической геометрией. Детектор ATLAS состоит из ряда больших концентрических цилиндров вокруг точки взаимодействия, где сталкиваются протонные пучки от LHC. Он состоит из внутреннего трекового детектора, электромагнитного и адронного калориметров, мюонного спектрометра и магнитных систем. Каждый из них в свою очередь сделан из повторяющихся слоев. Трековый детектор предназначен для определения параметров треков заряженных частиц для измерения их импульса. Калориметры необходимы для измерения энерговыделения частиц, мюонная система используется для определения импульса и направления пролёта высокопроникающих мюонов. Магнитная система необходима для искривления траекторий заряженных частиц для определения их импульса.

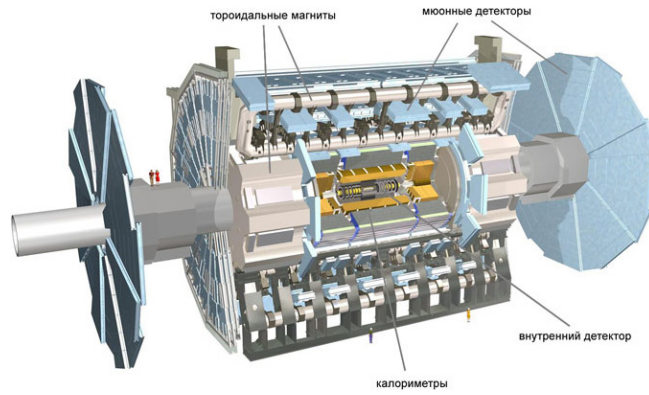


Рис. 5: Устройство детектора ATLAS

## 1.5 Кинематика LHC

В детекторе ATLAS используется несколько основных систем отсчета. Начало отсчета выбирается в точке взаимодействия, ось  $x$  расположена к центру LHC, ось  $z$  направлена вдоль движения пучка, ось  $y$  направлена вверх. В цилиндрической системе координат полярный угол  $\theta$  отсчитывается от положительного направления оси  $z$ , азимутальный угол  $\phi$  определяется в плоскости  $Oxy$  вокруг оси пучка.

В  $pp$ -столкновениях поперечный импульс равен нулю (по модулю угла пересечения луча, что дает небольшой эффективный поперечный импульс в лабораторной системе отсчета).

Кинематика объектов событий описывается следующими переменными:

- Из-за того, что распределение частиц не изотропно, а прижато к осям, вместо угла  $\theta$  используется псевдобыстрота
- Поперечный импульс  $p_t$
- Энергия  $E$
- Азимутальный угол  $\phi$

Псевдобыстрота задается формулой:

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (6)$$

Эти переменные представляют собой компоненты четырехимпульса, работать с которым удобнее, используя класс `TLorentzVector` программного пакета ROOT. Инвариантная масса задается формулой:

$$M^2 = \left( \sum_i^n p_{fi} \right)^2, \quad (7)$$

где  $p_{fi}$  - 4-импульс  $i$ -частицы.

## 1.6 Цели и задачи

**Целью** данной НИР является оценка фонов, связанных с образованием топ-кварка, с помощью МК моделированных данных при поиске возбужденных лептонов в эксперименте ATLAS. В соответствии с поставленной целью задачами данной работы были:

- определение критериев отбора на  $b$ -тагированные струи;
- определение контрольной области для конечного состояния  $e\nu J$ ;
- построение гистограмм с распределением по инвариантной массе от толстой  $W$ -струи и  $b$ -тагированной струи для различных фоновых процессов;
- определение количества событий для выбранных 40 файлов для каждого фонового процесса для дальнейшей нормировки;

## 2 Процесс работы и результаты

### 2.1 Исходные данные

Под **сигнальной областью** мы подразумеваем область в фазовом пространстве, которая определяется нашей выборкой сигнала, где сигнальные события превышают фоновые. **Контрольная область** – область в фазовом пространстве, где отсутствуют сигнальные события. Необходимость в контрольной области связана с корректировкой сечения конкретного фонового процесса в интересующей нас кинематической области. Необходимо определить контрольные области, которые обогащены основными фоновыми процессами и имеют достаточную статистику, чтобы получить достаточную статистическую точность.

Работа проводится с данными, полученными методом МК моделирования протон-протонного столкновения в детекторе ATLAS на LHC с энергией в системе центра масс 13 ТэВ. Рассматриваются фоновые процессы для конечного состояния  $e\nu$ .

- $Single - t$  - образование одиночного топ-кварка
- $t\bar{t}$  - образование пары топ-кварков
- $Z(\rightarrow ee)$  - образование  $Z$ -бозона с распадом в  $e^-$  и  $e^+$
- $VV$  - образование двух векторных бозонов
- $W(\rightarrow e\nu)$  - образование  $W$ -бозона с распадом в  $e$  и  $\nu$

### 2.2 Определение критериев отбора на b-тагированные струи.

Работа проводилась при помощи языка C++ и пакета ROOT. Так как целью данной НИР является оценка фона от образования топ-кварка, а топ-кварк распадается на  $W$ -бозон и  $b$ -кварк, идентификация  $b$ -тагированных струй – это один из важных этапов работы.

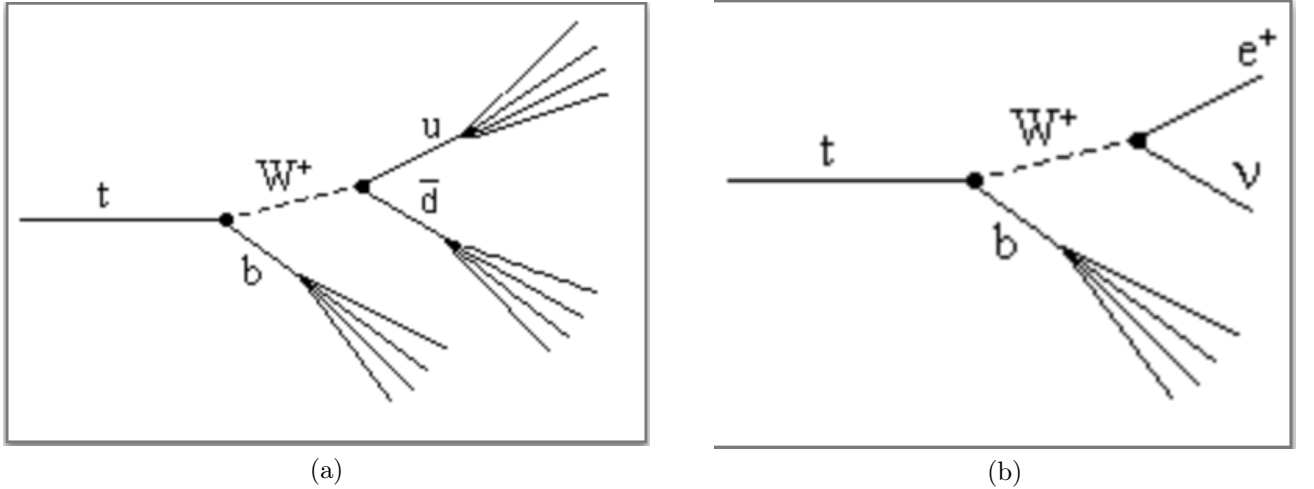


Рис. 6: Диаграммы Фейнмана для распада топ-кварка: а) по адронной моде; б) по лептонной моде.

Были использованы ограничения на псевдобыстроту и величину поперечного импульса на  $b$ -тагированные струи:  $p_t > 30 \text{ GeV}$ ,  $|\eta| < 2.5$  [2]. Для идентификации струи, образованной от  $b$ -кварка, использовался один из методов ее маркировки. Также было введено ограничение на  $R > 0.5$  для того, чтобы  $b$ -тагированная струя не пересекалась с толстой струей, образованной от  $W$ -бозона. Величина  $R$  задается следующей формулой:

$$R = \sqrt{(\eta_{bjet} - \eta_{Wjet})^2 + (\phi_{bjet} - \phi_{Wjet})^2} \quad (8)$$

Кроме того ставилось условие на количество  $b$ -тагированных струй в событии:  $k \geq 2$  и  $k == 1$ . Маркер «W-tag50» оптимизирован для достижения эффективности сигнала 50 % с подавлением фона 40–80 %, тогда как «W-tag80» имеет эффективность сигнала 80 % при подавлении фона 10–15 %. Для различных флагов на толстую  $W$ -струю были построены гистограммы с распределением по инвариантной массе для перечисленных выше фоновых процессов. Предварительные результаты показаны на рисунках.



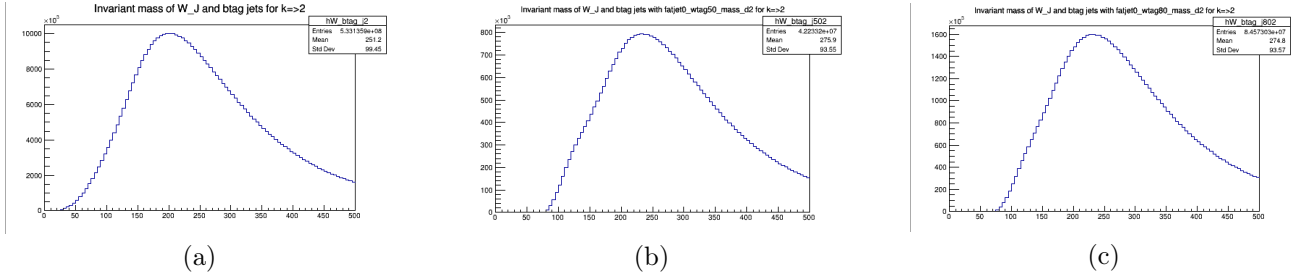


Рис. 7: Распределение по инвариантной массе для процесса  $ttbar$  а) без флага; б) с флагом  $fatjet0\_Wtag50$ ; в) с флагом  $fatjet0\_Wtag80$ .

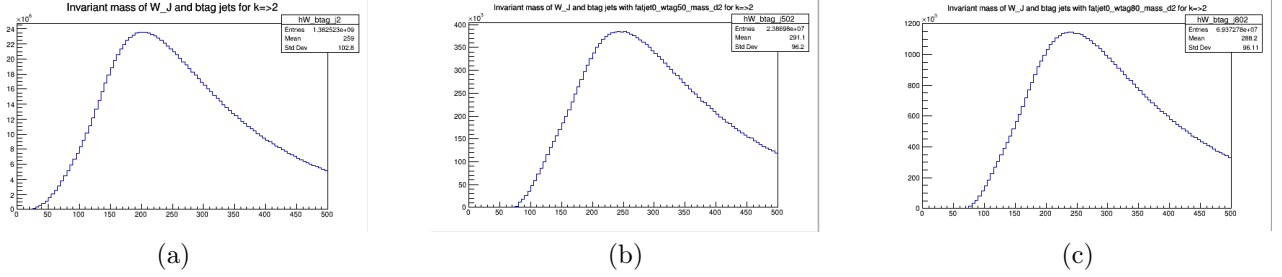


Рис. 8: Распределение по инвариантной массе для процесса  $single-top$  а) без флага; б) с флагом  $fatjet0\_Wtag50$ ; в) с флагом  $fatjet0\_Wtag80$ .

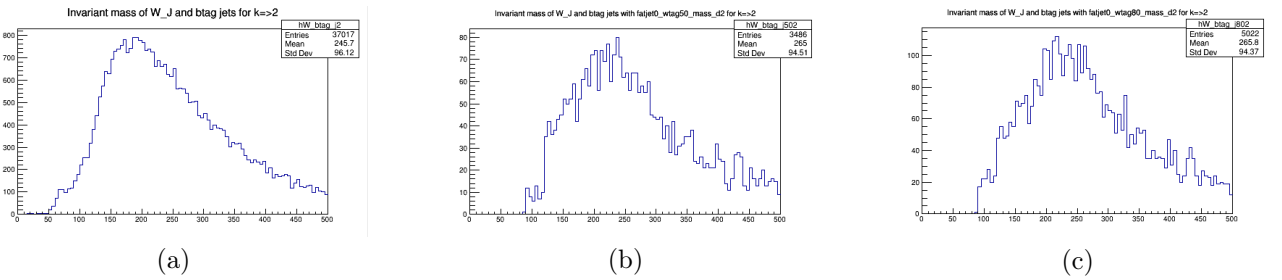


Рис. 9: Распределение по инвариантной массе для процесса  $VV$  а) без флага; б) с флагом  $fatjet0\_Wtag50$ ; в) с флагом  $fatjet0\_Wtag80$ .

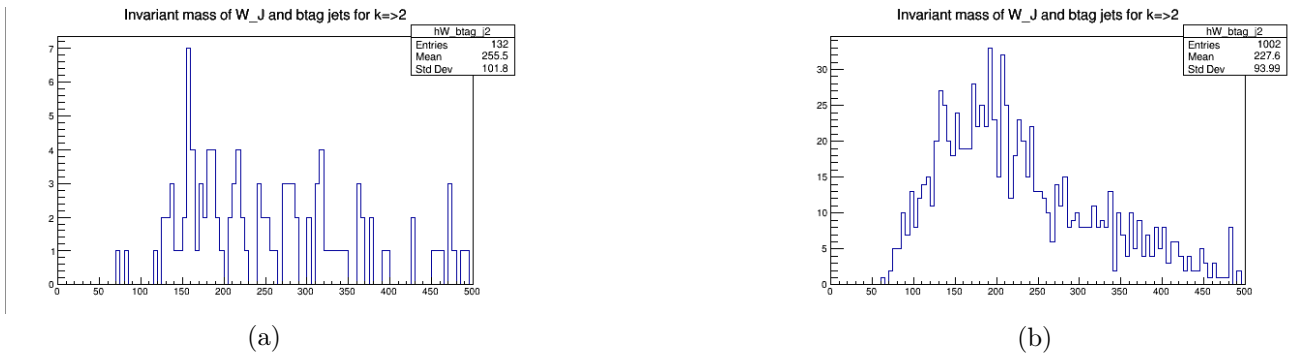


Рис. 10: Распределение по инвариантной массе для процессов а)  $Wev$ , б)  $Zee$  без флага.

По данным гистограммам можно заключить вывод, что вклад фоновых процессов  $Wev$  и  $Zee$  в общий фон от образования топ-кварка незначителен. Поэтому далее будут рассмотрены только процессы  $ttbar$ ,  $single-top$  и  $VV$ .

## 2.3 Определение контрольной области для конечного состояния $e\nu J$

Были использованы ограничения на  $p_t > 65$  GeV,  $|\eta| < 2.47$ . Для конечного состояния  $e\nu J$  используются кандидаты в электроны, классифицированные как Tight. С данными ограничениями построены гистограммы с распределением по инвариантной массе. [3]

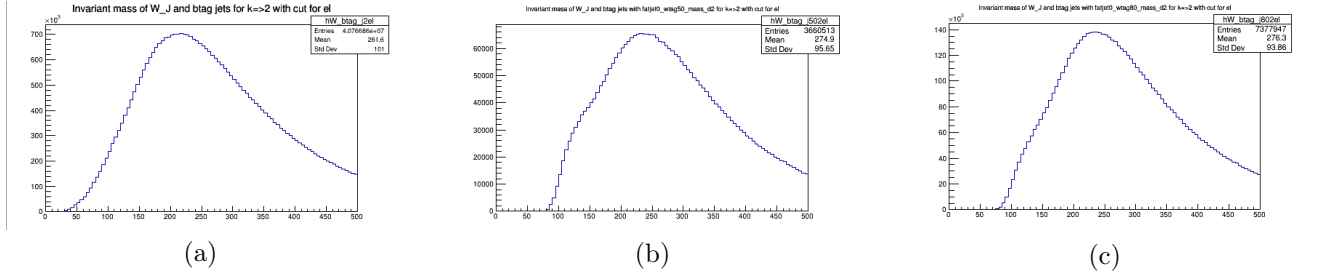


Рис. 11: Распределение по инвариантной массе для процесса  $ttbar$  с учетом КО а) без флага; б) с флагом fatjet0\_Wtag50; в) с флагом fatjet0\_Wtag80.

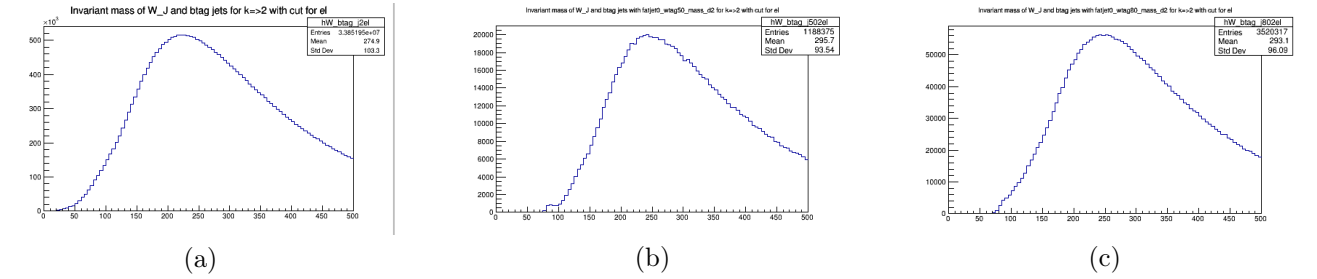


Рис. 12: Распределение по инвариантной массе для процесса single-top с учетом КО а) без флага; б) с флагом fatjet0\_Wtag50; в) с флагом fatjet0\_Wtag80.

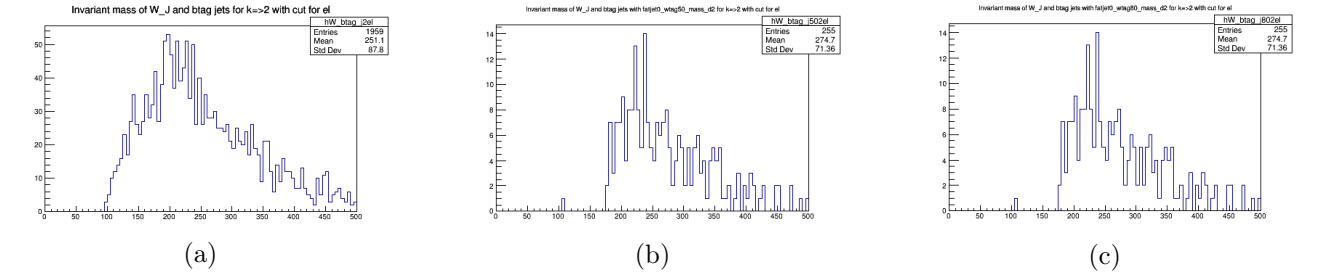


Рис. 13: Распределение по инвариантной массе для процесса VV с учетом КО а) без флага; б) с флагом fatjet0\_Wtag50; в) с флагом fatjet0\_Wtag80.

На данном этапе делалась откладка на данных 40 файлов, в то время как многие датасеты могут содержать несколько тысяч файлов. Для дальнейшей работы были подсчитаны количества событий для 40 файлов по каждому процессу. Это необходимо для дальнейшей нормировки гистограмм с учетом сечений и светимости.

Таблица 1: Количество событий

$Z(\rightarrow ee)$	1162542
$W(\rightarrow e\nu)$	721047
$t\bar{t}$	455048
<i>Single – top</i>	852273
$VV$	744321

### 3 Заключение

В рамках НИР за семестр получены гистограммы с распределением по инвариантной массе W-струи и b-струи для МК моделированных данных для оценки различных фоновых процессов в контрольной области конечного состояния  $e\nu J$ , связанных с образованием топ-кварка. На основании гистограмм сделан вывод, что основной вклад в данную контрольную область  $t\bar{t}$  дают процессы  $t\bar{t}$  и single-top. Также просчитаны количества событий для 40 файлов по каждому фоновому процессу, что необходимо далее для нормировки полученных гистограмм. Так как фоны, возникающие вследствие ошибочной идентификации объектов, плохо моделируются методом МК, в дальнейшем планируется оценить вклады в фон других процессов, используя экспериментально полученные данные.

## Список литературы

- [1] Ryan Atkin. Review of jet reconstruction algorithms. *J. Phys. Conf. Ser.*, 645(1):012008, 2015.
- [2] Multi-differential measurement of the dijet cross section in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV. 2022.
- [3] Morad Aaboud et al. Search for excited electrons singly produced in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS experiment at the LHC. *Eur. Phys. J. C*, 79(9):803, 2019.