

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

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

На правах рукописи

КАСАТКИН ДЕНИС ДМИТРИЕВИЧ

**ПОИСК J/ψ -МЕЗОНА В УЛЬТРАПЕРИФЕРИЧЕСКИХ
СТОЛКНОВЕНИЯХ НА ДЕТЕКТОРЕ ATLAS**

Направление подготовки 14.04.02 «Ядерная физика и технологии»
Диссертация на соискание степени магистра

Научный руководитель,
к.ф.-м.н., доц.

_____ С. Л. Тимошенко

Москва 2020

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

**ПОИСК J/ψ -МЕЗОНА В УЛЬТРАПЕРИФЕРИЧЕСКИХ
СТОЛКНОВЕНИЯХ НА ДЕТЕКТОРЕ ATLAS**

Студент	_____ Д. Д. Касаткин
Научный руководитель, к.ф.-м.н., доц.	_____ С. Л. Тимошенко
Рецензент, к.ф.-м.н., доц.	_____ А. А. Богданов
Секретарь ГЭК, к.ф.-м.н.	_____ А. А. Кириллов
Зав. каф. №40, д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов
Рук. учеб. прог., д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов

Реферат

Отчет 43 страницы, 28 рисунков, 4 таблицы, 19 источников

Ключевые слова

Ультрапериферические взаимодействия, когерентное и некогерентное образование, векторные мезоны, J/ψ -мезон

Цель работы

В данной работе представлен поиск J/ψ -мезона в ультрапериферических столкновениях на детекторе ATLAS. Подобная задача не является тривиальной, и осуществить поиск гораздо тяжелее, чем на детекторах CMS и ALICE, на которых уже был проведен поиск когерентного рождения J/ψ -мезона. Это связано с тем, что даже высокие энергии столкновения не обеспечивают большой поперечный импульс мюонов от распада J/ψ -мезона, и настроенной на границу в 2 ГэВ детектирующей системе ATLAS сложно восстановить трек. Но эта задача остается актуальной: во-первых возможно выработать определенный алгоритм использования мягких треков в анализе; во-вторых дополнить экспериментальную точку в зависимость дифференциального сечения от псевдобыстроты; в-третьих изучить некогерентные образования J/ψ -мезона и расширить небольшую базу исследований некогерентных образований векторных мезонов; в-четвертых выяснить возможность исследования когерентного образования J/ψ -мезона на детекторе ATLAS.

Использованные методы и инструментарий

1. Пакет для обработки данных ROOT CERN
2. Методы статистического анализа

Полученные результаты

Результатом работы стало нахождение J/ψ -мезона, а именно определение эффективной массы и ее погрешности с помощью статистики со внутреннего детектора в когерентной и некогерентной областях, обоснование невозможности провести исследование в когерентной области с помощью статистики треков мюонной системы, а также проведена проверка алгоритма на первичном анализе Y -мезона.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	7
1 КРАТКИЙ ОБЗОР ИССЛЕДОВАНИЙ УЛЬТРАПЕРИФЕРИЧЕСКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ	
1.1 ПОМЕРОН-ГАММА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ.....	9
1.2 РЕАКЦИИ ФОТОДИССОЦИАЦИИ.....	11
1.3 РЕАКЦИИ РОЖДЕНИЯ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ.....	11
2 УСТРОЙСТВО ДЕТЕКТОРА ATLAS	
2.1 БОЛЬШОЙ АДРОННЫЙ КОЛЛАЙДЕР.....	14
2.2 ДЕТЕКТОР ATLAS.....	15
2.3 ВНУТРЕННИЙ ДЕТЕКТОР.....	16
2.4 КАЛОРИМЕТРЫ.....	17
2.5 МЮОННАЯ СИСТЕМА.....	17
2.6 ТРИГГЕРНАЯ СИСТЕМА.....	19
2.7 СИСТЕМА КООРДИНАТ.....	19
2.8 МАГНИТНАЯ СИСТЕМА.....	20
2.9 ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЧАСТИЦ.....	20
3 ПОИСК J/ψ-МЕЗОНА НА ДЕТЕКТОРЕ ATLAS	
3.1 НАБОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ СТАТИСТИКИ.....	22
3.2 ОТБОР СОБЫТИЙ.....	22
3.3 ПОИСК J/ψ -МЕЗОНА В МЮОННОЙ СИСТЕМЕ.....	28
3.4 СШИВКА ТРЕКОВ ТРЕКОВОГО ДЕТЕКТОРА И МЮОННОЙ КАМЕРЫ.....	28
3.5 КОГЕРЕНТНОЕ И НЕКОГЕРЕНТНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ J/ψ - МЕЗОНА.....	32
3.6 ИССЛЕДОВАНИЕ МАЛОГО КОЛИЧЕСТВА СОБЫТИЙ КОГЕРЕНТНОГО ОБРАЗОВАНИЯ J/ψ -МЕЗОНА.....	35

3.7 ПРОВЕРКА АЛГОРИТМА ПОИСКА J/ψ -МЕЗОНА С ПОМОЩЬЮ ПЕРВИЧНОГО АНАЛИЗА ДАННЫХ Υ -МЕЗОНА.....	38
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	40
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	41

ВВЕДЕНИЕ

Одной из быстро развивающихся областей науки можно считать физику элементарных частиц, которая основывается на Стандартной модели (СМ). Как известно, эта теоретическая модель описывает электромагнитное, сильное и слабое взаимодействие всех элементарных частиц. Практически все эксперименты по физике частиц согласуются со Стандартной моделью, поэтому сейчас многие научные группы занимаются поисками явлений, которые выходят за рамки СМ.

Для изучения свойств элементарных частиц используются ускорители, способные разогнать, например, адроны до скорости, близкой к скорости света. При высоких энергиях столкновения становятся неупругими, появляется необходимость учитывать релятивистские эффекты, а также повышается значимость коллективных взаимодействий.

Для исследования кварк-глюонной материи предпочтительнее использовать в качестве сталкивающихся частиц не адроны, а ядра, так как повышается плотность и радиус горячей области взаимодействующих частиц. Принято выделять центральные столкновения — характеризуются наибольшим перекрытием сталкивающихся ядер, периферические — определяются прицельным параметром $b > 1$ Фм, а также ультрапериферические — отличаются не только прицельным параметром $b > R_A + R_B$, где R_A и R_B — радиусы сталкивающихся ядер, но и исключением сильного взаимодействия, то есть только фотон-фотонные, фотон-померонные и померон-померонные взаимодействия.

В ультрапериферических взаимодействиях могут рождаться векторные мезоны: ρ , J/ψ и другие; электронные и мюонные пары, а также возможно изучение других процессов, не связанных с рождением частиц.

В последнее время возрос интерес к изучению некогерентного рождения векторных мезонов. Множество работ проводилось по изучению когерентного образования, но чтобы улучшить знания о глюонной структуре адронов, нужно сравнивать когерентное и некогерентное образование.

1 КРАТКИЙ ОБЗОР ИССЛЕДОВАНИЙ УЛЬТРАПЕРИФЕРИЧЕСКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Выше были затронуты некоторые свойства ультрапериферических взаимодействий. Однако необходимо пояснить некоторые моменты и раскрыть тему на примере опубликованных исследований.

1.1 ПОМЕРОН-ГАММА И ГАММА-ГАММА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Движущаяся заряженная частица является источником электромагнитного поля, но в квантовом приближении можно считать, что фотоны движутся рядом с зарядом. Среди таких фотонов выделяют когерентные — длина волны таких фотонов превышает радиус ядра. Они связаны с зарядом ядра, а не с зарядами протонов, составляющих это ядро. Подобно этому померонное поле существует с сильными взаимодействиями всех нуклов ядра. Когерентно связанный с ядром мезон, померон или фотон будет иметь поперечный импульс $p_t < 1/R_A$. В режиме столкновения присутствует Лоренц-сжатие в продольном направлении в γ раз, где γ — Лоренц фактор движущейся частицы. При этом энергия фотонов ограничена $E = p_{\parallel} < \gamma/R_A$. Максимально возможная энергия двух ядерных когерентных полей $\omega = 2\gamma/R_A$, $p_t < 2/R_A$ — поперечный импульс.

На Большом адронном коллайдере $\gamma \sim 3000$, в зависимости от этого максимальная энергия двух когерентных фотонов для ядер Pb составляет ~ 300 ГэВ. Таким образом, в когерентных ядерных взаимодействиях в условиях БАК можно образовать частицу (частицы) с массой, меньшей 300 ГэВ.

Кинематические характеристики частиц, образовавшихся во взаимодействии фотонных или померонных полей, сильно ограничиваются. Например, поперечный импульс мезона, рожденного в когерентном фотон-фотонном взаимодействии будет составлять всего десятки МэВ. Это условие будет использоваться в дальнейшем для отбора когерентных и некогерентных ультрапериферических взаимодействий.

Впервые померон был введен в Редже-полюсной модели сильного взаимодействия. Для объяснения экспериментальных значений сечений образования адронов, следует допустить существование полюса в единице, который называется вакуумным или полюсом Померанчука P , а соответствующий реджеон – помероном.

Померон, определяющий поведение дифракционных процессов, имеет квантовые числа вакуума и играет фундаментальную роль в теории взаимодействий при высоких энергиях. Померон связан со всеми частицами ядра и константа связи с помероном пропорциональна числу нуклонов на поверхности ядра.

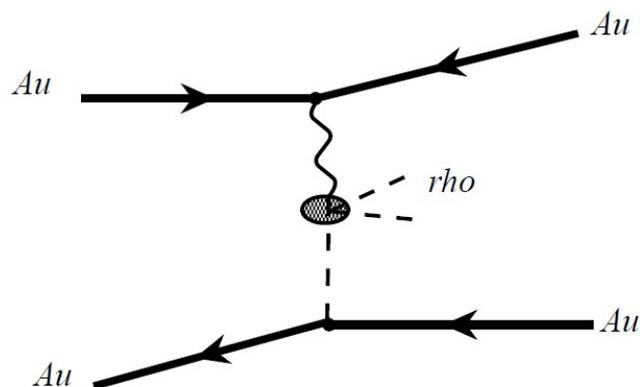


Рисунок 1.1 – Диаграмма рождения ρ -мезона в померон-гамма взаимодействии [1]

На сегодняшний день обсуждаются две проблемные стороны: в зависимости от виртуальности налетающего гамма-кванта и массы

рожденного векторного мезона померон может быть либо мягким, либо жестким.

Мягкий рождается в том случае, когда в фотон-померонном взаимодействии ядро поглощает часть волновой функции фотона, а некоторая флуктуационная часть фотона $\bar{q}q$ становится доминирующей. В дальнейшем эта пара может упруго рассеяться на ядре, и появится реальный векторный мезон.

Жесткий померон обычно понимают как состояние из двух или нескольких глюонов. Также существует несколько вариантов описания померона. В ультрапериферических взаимодействиях есть работы, например, [1], посвященные изучению померон-померон и померон-гамма взаимодействий.

1.2 РЕАКЦИИ ФОТОДИССОЦИАЦИИ

При столкновениях ионов высокоэнергетичный гамма-квант электромагнитного поля одной частицы может вызвать диссоциацию другой частицы. Такая реакция называется фотодиссоциацией. Это может проходить и в реакция легких ионов с тяжелыми, например, диссоциация дейтрона под действием гамма-кванта ядра золота или свинца [2], и в реакциях тяжелых ионов с тяжелыми ионами, как в исследовании [3].

1.3 РЕАКЦИИ РОЖДЕНИЯ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ

Большой интерес в ультрапериферических взаимодействиях представляют реакции рождения векторных мезонов, состоящие из пары кварк-антикварк. Более подробно из такого типа частиц изучен ρ -мезон. Это связано с тем, что ρ -мезон имеет наибольшее сечение среди векторных мезонов. Но в ультрапериферических взаимодействиях могут рождаться и

более тяжелые частицы, например, J/ψ -мезон, который уже находили на детекторах ALICE и CMS [6, 7]. Но большинство работ посвящено когерентному образованию J/ψ -мезона, и лишь в некоторых работах изучаются некогерентные образования векторных мезонов [8, 9]. Анализ для когерентного образования более прост, однако несмотря на сложность поиска векторных мезонов в некогерентной области, существуют различные теоретические модели, применяемые в некогерентных областях рождения векторных мезонов ультрапериферических взаимодействий [10].

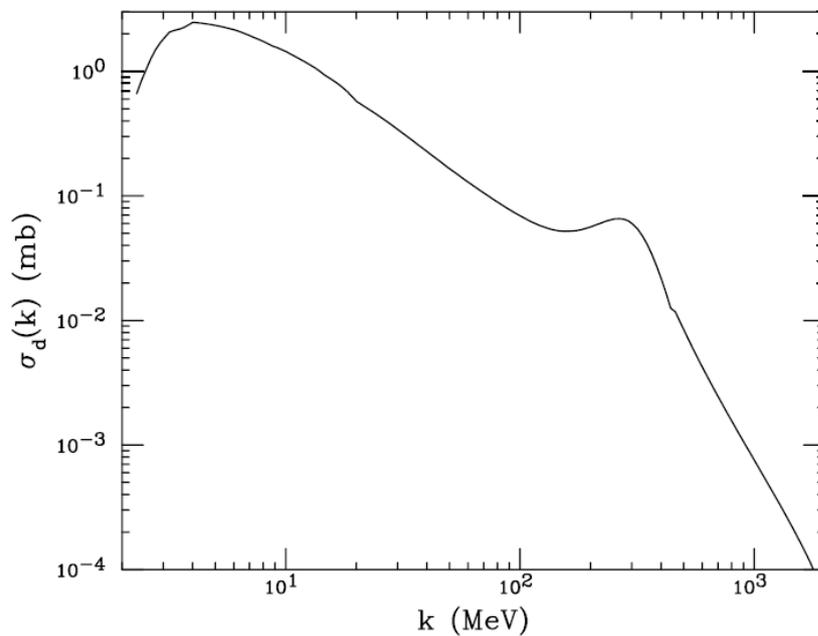


Рисунок 1.2 – Зависимость сечения фотодиссоциации от энергии гамма-кванта [2]

Таблица 1 — Полное сечение образования векторных мезонов в ультрапериферических столкновениях при $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ ТэВ [4, 5]

Частица	Сечение, мб
ρ -мезон	4300
J/ ψ -мезон	86.5
Y -мезон	52.1

Исходя из интегральной светимости, равной 1.44 нб^{-1} и сечения для когерентного образования J/ ψ -мезона, приведенного в таблице 1, ожидается около 100 миллионов событий.

2 УСТРОЙСТВО ДЕТЕКТОРА ATLAS

2.1 БОЛЬШОЙ АДРОННЫЙ КОЛЛАЙДЕР

Большой адронный коллайдер (LHC) – самый большой ускоритель частиц в мире. Он был построен Европейской организацией по ядерным исследованиям (CERN) в период с 1998 по 2008 год с целью экспериментальной проверки различных теорий физики элементарных частиц и физики высоких энергий. Особый интерес представляют существования бозона Хиггса, открытого 4 июля 2012 года, и новые частицы, которые предсказывают теории суперсимметрии [11].

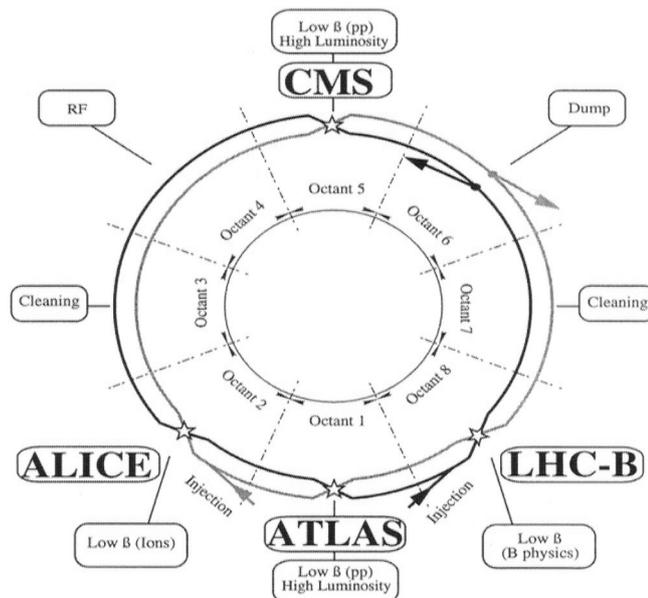


Рисунок 2.1 – Схематическое изображение LHC [11]

LHC находится в круглом тоннеле длиной 27 километров на глубине 175 метров под землей. Внутри движутся пучки частиц со скоростями близкими к скорости света, а столкновение происходит в местах, где установлены детекторы частиц. Два детектора «A Torroidal LHC Apparatus» (ATLAS) и «Compact Muon Solenoid» (CMS) являются крупными детекторами частиц общего назначения. Еще два детектора «A Large Ion

Collider Experiment» (ALICE) и «Large Hadron Collider beauty» (LHCb) направлены на конкретные задачи.

В данной работе проводится анализ данных с детектора ATLAS, поэтому необходимо привести устройство этого детектора, описать работу отдельных частей.

2.2 ДЕТЕКТОР ATLAS

ATLAS является крупнейшим детектором частиц, когда-либо созданных. Он имеет цилиндрическую форму длиной 46 метров и диаметром 25 метров, а его масса 7000 тонн. Этот прибор, состоящий из нескольких слоев систем детектирования частиц, позволяет идентифицировать частицу и определить ее импульс и энергию.

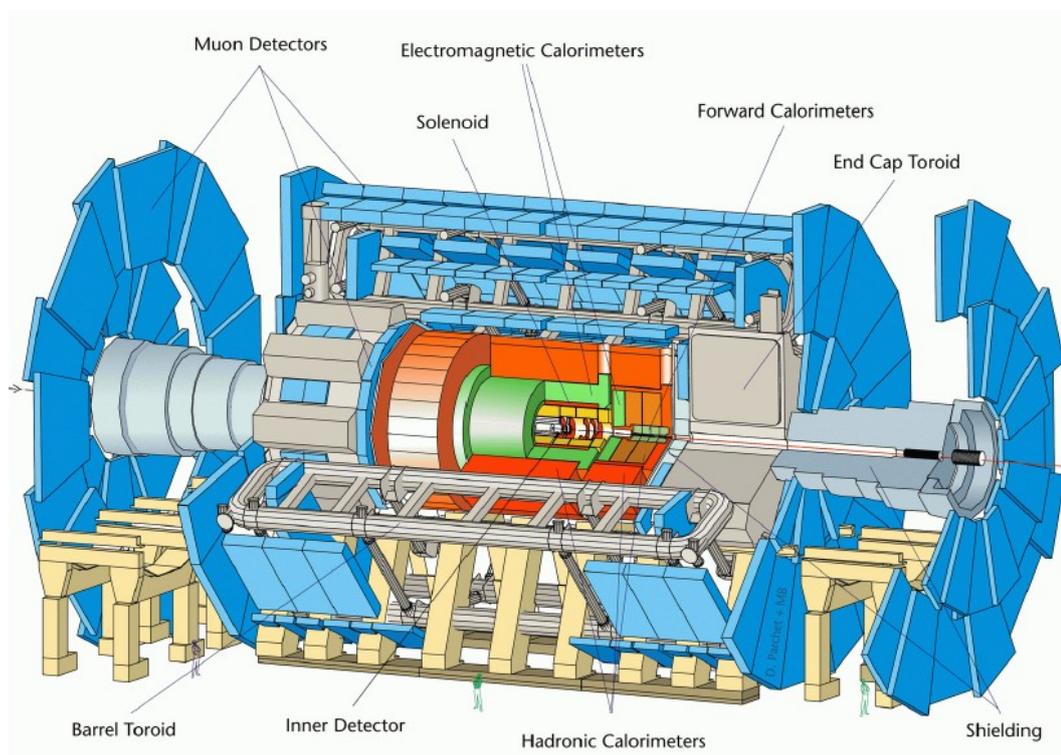


Рисунок 2.2 – Вид детектора ATLAS

Более миллиарда взаимодействий происходит внутри детектора ATLAS каждую секунду, но только одно из миллиона будет помечено как потенциально интересное, и будет зарегистрировано для дальнейшего

изучения. ATLAS используется для изучения широкого спектра физики: от поиска бозона Хиггса и тяжелых кварков до поиска дополнительных измерений и частиц, которые могут составлять скрытую массу.

2.3 ВНУТРЕННИЙ ДЕТЕКТОР

Первый слой ATLAS образует трековый детектор, который называется Inner detector (ID). Он окружает точку взаимодействия частиц, измеряет траектории, а также определяет импульс частицы по кривизне траектории в магнитном поле [12]

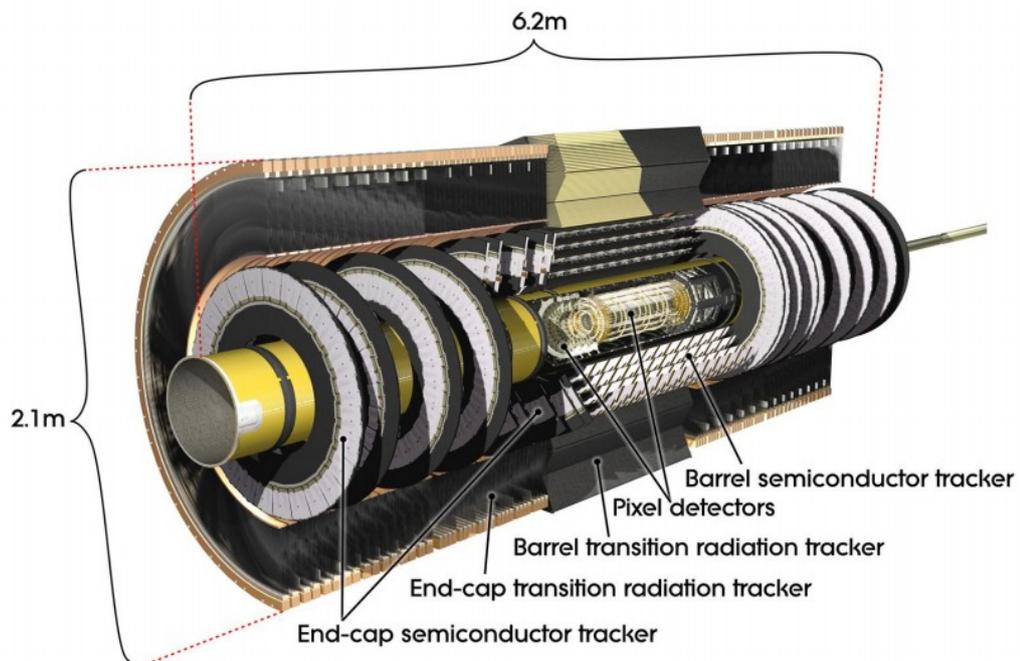


Рисунок 2.3 – Рисунок внутреннего детектора ID

ID включает в себя три различных трековых детектора. Первый из них – кремниевый пиксельный детектор, состоящий из 1744 кремниевых пиксельных модулей, расположенных в трех concentрических цилиндрических слоях и двух торцевых крышках по три диска в каждом. Это обеспечивает три точки измерения параметров частицы [13].

Второй детектор называется «The SemiConductor Tracker» (SCT) и представляет собой 4088 чувствительных полосных кремниевых детекторов, расположенных в четырех концентрических цилиндрических слоях и двух торцевых крышках по девять дисков в каждом. С помощью SCT обеспечивается восемь измерений параметров частицы.

Третий детектор, названный «Transition Radiation Tracker» (TRT), состоит из 298-304 пропорциональных дрейфовых трубок (соломинок) диаметром 4 мм, считываемых 350-848 каналами электроники. Расположение соломинок в TRT разработана таким образом, чтобы заряженные частицы с поперечным импульсом $pt > 0,5$ ГэВ и псевдобыстротой $|\eta| < 2,0$ пересекали обычно 30 соломинок [14].

2.4 КАЛОРИМЕТРЫ

ATLAS содержит множество различных калориметров, но основные из них – адронный и электромагнитный калориметры. Адронный калориметр служит для определения энергий одиночных адронов или струй. Также адроны полностью останавливаются в адронном калориметре, в отличие от мюонов, которые уже можно регистрировать в мюонной камере. Электромагнитный калориметр используется для определения энергии гамма-квантов и электронов.

2.5 МЮОННАЯ СИСТЕМА

Мюонная система является мощным инструментом, которая позволяет проводить более точный анализ с помощью возможности отбора нужных событий. Используя свойства мюона, а именно: отрицательный заряд, относительно большую массу и небольшие размеры; мюонная система

позволяет идентифицировать мюон, а также определить его параметры с высокой точностью.

Мюонный спектрометр расположен таким образом, чтобы перекрыть область внутреннего детектора. Это позволяет регистрировать мюоны с псевдобыстротой $|\eta| < 2.7$. Если значение $|\eta| < 1.4$, то за регистрацию мюонов отвечает центральный тороид.

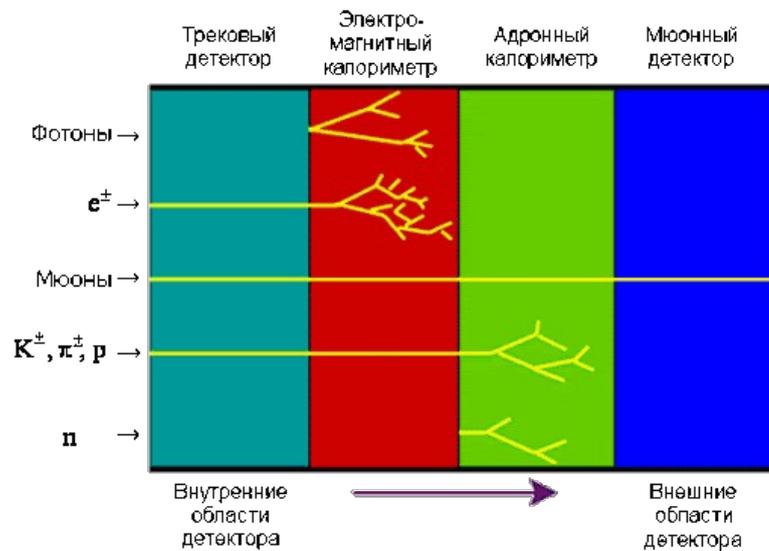


Рисунок 2.4 — Схематическое изображение последовательности детектирующих систем ATLAS

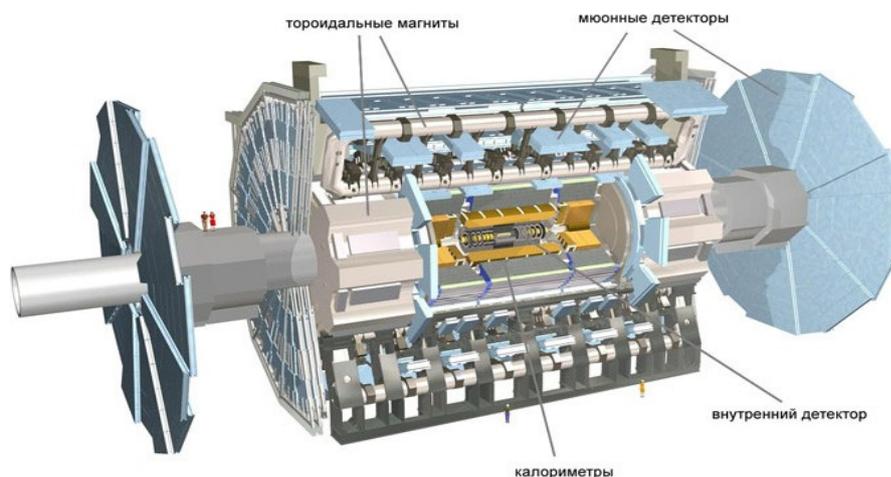


Рисунок 2.5 — Изображения мюонных детекторов в ATLAS

2.6 ТРИГГЕРНАЯ СИСТЕМА

За очень короткое время в детекторе ATLAS происходит большое множество столкновений, но не все они несут полезную информацию. Необходимо выделить из огромного множества событий такие, что они были ценными в анализе. Для этого используется триггерная система ATLAS.

Триггер первого уровня на основе данных с калориметров отсеивает треки с малой поперечной энергией. Так как интервал между столкновениями составляет 25 нс, триггер должен принимать решение за малый промежуток времени. Триггер второго уровня собирает данные со всех систем ATLAS, создает конечное событие и снижает поток событий в 30 раз.

2.7 СИСТЕМА КООРДИНАТ

В ATLAS используется цилиндрическая система координат. Направление пучков совпадает с осью OZ, а в качестве угловых координат применяется угол φ , находящийся в ортогональной к оси OZ плоскости XOY,

и псевдобыстрота $\eta = -\ln\left[\operatorname{tg}\left(\frac{\theta}{2}\right)\right] = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{|\vec{p}| + p_L}{|\vec{p}| - p_L}\right)$, где $|\vec{p}|$ — модуль

импульса частицы, p_L — продольная компонента частицы.

Псевдобыстрота используется вместо угла θ , находящегося в плоскости ZOY, по той причине, что такая замена позволяет избавиться от привязки к координатам, и определять угловую координату по импульсным параметрам частицы.

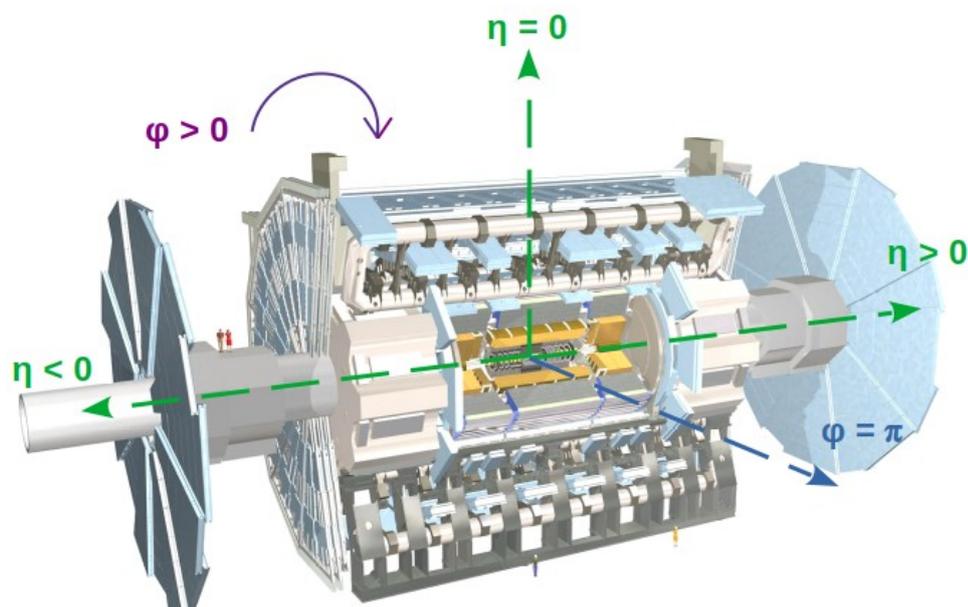


Рисунок 2.6 — Угловые координаты, используемые на детекторе ATLAS

2.8 МАГНИТНАЯ СИСТЕМА

Траектория заряженных частиц под действием магнитного поля искривляется. По трем и более точкам, зная параметры магнитного поля, определяются импульсы. Магнитную систему ATLAS можно разделить на две части: соленоид, внутри которого расположен внутренний детектор и внешние тороиды, в поле которых искривляется траектория мюонов. Соленоид создает магнитное поле с индукцией 2 Тл, а тороидальные магниты неоднородное поле со средней величиной 0.5 Тл. Частицы больших энергий имеют небольшое отклонение (меньше миллиметра), поэтому важна высокая точность в определении значения поля в каждой точке детектора.

2.9 ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЧАСТИЦ

После столкновения протонных или ядерных пучков, образуются частицы, сперва попадающие во внутренний детектор. Здесь определяется вершина соударения и треки вторичных частиц. Кремниевые детекторы

помещают в криостат из-за больших радиационных нагрузок. Детектор переходного излучения участвует не только в измерении точек траектории, но и в идентификации электронов.

После прохождения внутреннего детектора, частица попадает в электромагнитный калориметр. Если частица является фотоном или электроном, она останется в электромагнитном калориметре. Адронный калориметр, расположенный после электромагнитного, достигают адроны и мюоны, но адроны поглощаются, а мюоны вылетают и попадают в детекторы мюонной системы. Таким образом, используя сигналы с различных модулей детектора ATLAS, можно идентифицировать частицы, родившиеся в конкретном событии.

3 ПОИСК J/ψ -МЕЗОНА НА ДЕТЕКТОРЕ ATLAS

3.1 НАБОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ СТАТИСТИКИ

Для анализа использовались данные столкновений свинец-свинец при энергии столкновения 5.02 ТэВ 2018 года. В этом наборе было проведено 39 успешных запусков, а интегральная светимость составила 1.44 нб^{-1} . В статистику включались данные для треков внутреннего детектора, мюонной системы. На рисунке 3.1 можно увидеть, что некоторые люмиблоки имеют высокую загруженность. Это сказывается на качестве запуска.

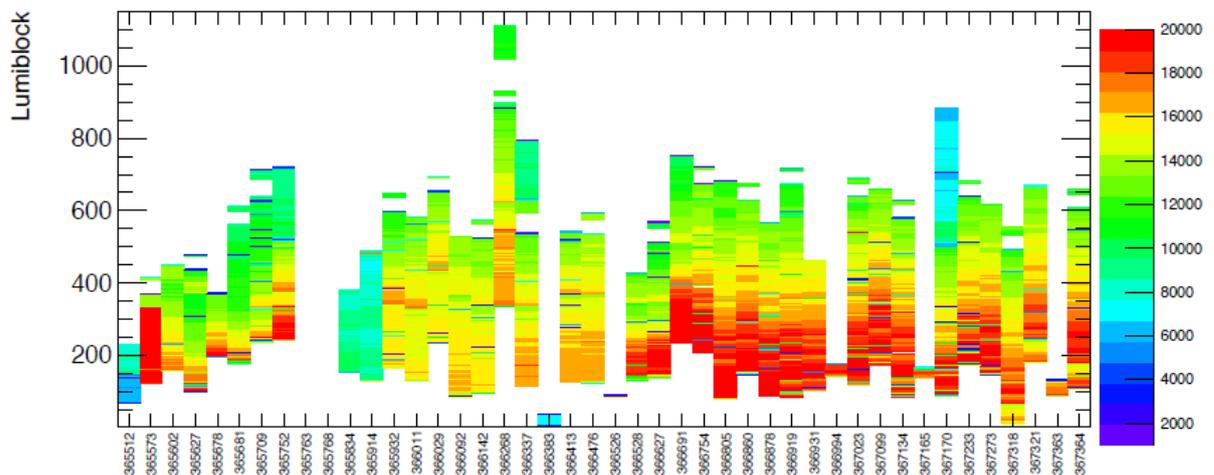


Рисунок 3.1 — Загруженность люмиблоков от номера запуска

3.2 ОТБОР СОБЫТИЙ

Использовались следующие параметры треков для отбора событий:

- отбирались события, в которых присутствовало два трека во внутреннем детекторе;
- максимальное значение псевдобыстроты составляло $\eta < 2.4$;
- максимально возможный поперечный импульс для когерентной выбирался $p_t < 0.35$;
- вершина d_0 не превышала 1.5 мм;

- для двух треков было установлено ограничение на разлет

$$aco = 1 - \frac{\arccos(\cos(\varphi_1 - \varphi_2))}{\pi} < 0.1, \text{ где } \varphi_1 \text{ и } \varphi_2 \text{ — углы разлета первого и}$$

второго треков.

На рисунке 3.2 показано распределение поперечного импульса одного трека внутреннего детектора. Событий во внутреннем детекторе достаточно много. Здесь хранится информация о всех треках: π -мезонах, электронах, мюонах и других частиц.

На рисунке 3.3 видны выделенные пики, которые можно объяснить особенностью аппаратуры, например, мертвыми зонами детектирующих систем, границами перехода систем и т. д.

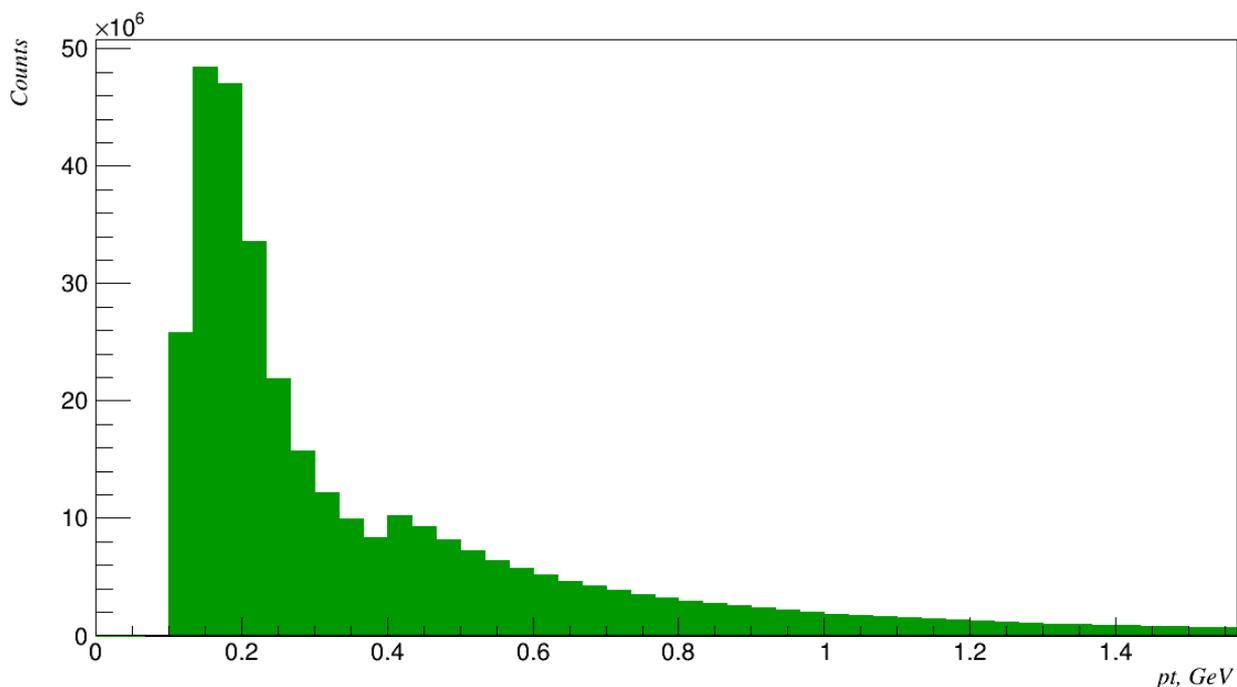


Рисунок 3.2 — Распределение поперечного импульса одного трека внутреннего детектора

Распределение поперечного импульса одного трека мюонной системы, показанное на рисунке 3.4, отличается от распределения на рисунке 3.2. Здесь меньше событий, и большее количество треков имеют поперечный импульс больше 2 ГэВ.

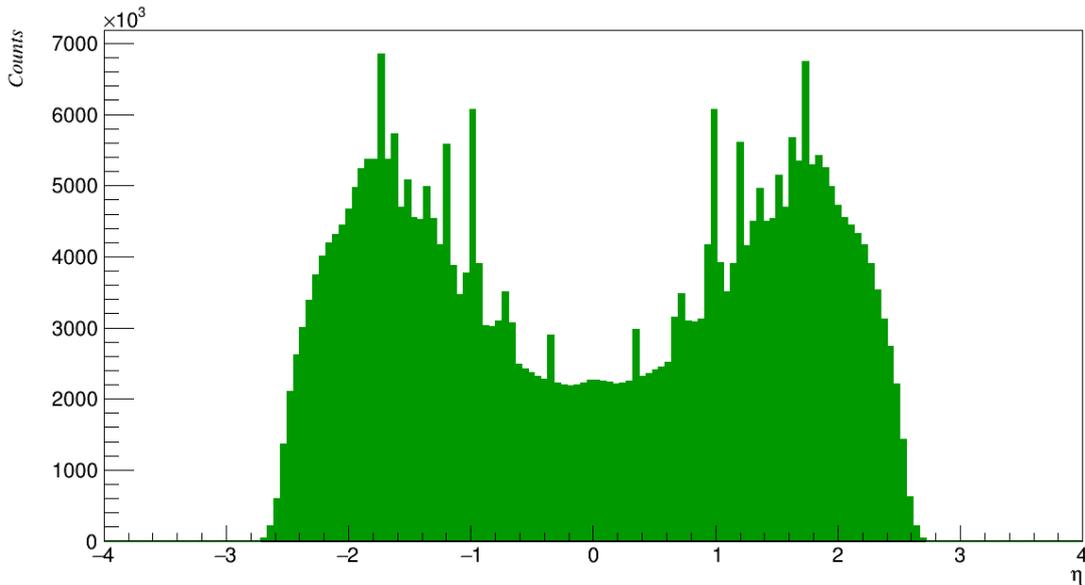


Рисунок 3.3 — Распределение по псевдобыстроте одного трека внутреннего детектора

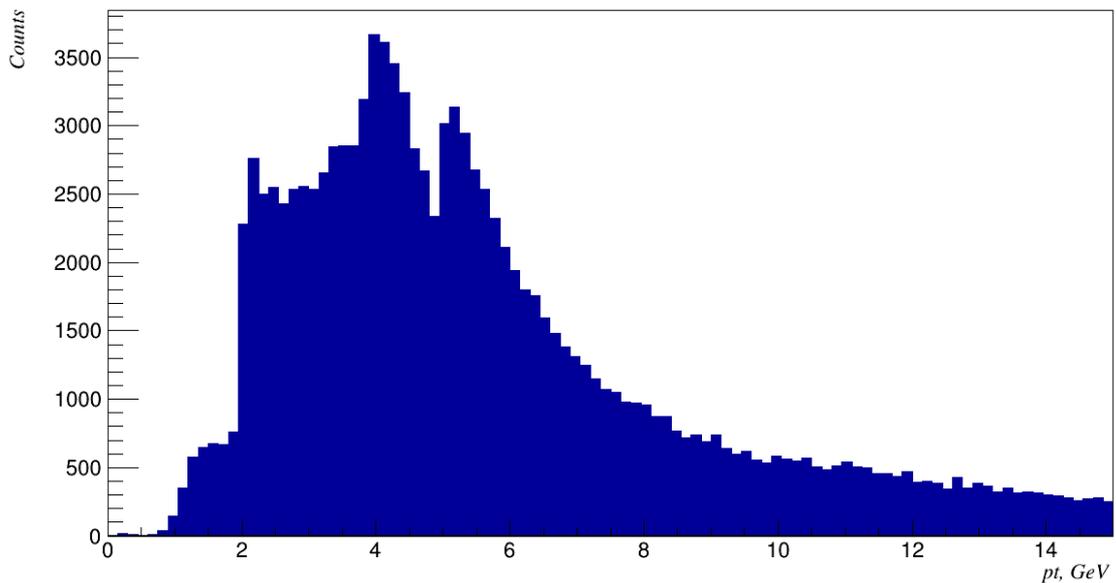


Рисунок 3.4 — Распределение поперечного импульса одного трека мюонной системы

На рисунке 3.5 выделен пик в области псевдобыстроты $\eta = 1.9$. Также к этому рапределению применимо объяснение, что и для рисунка 3.3.

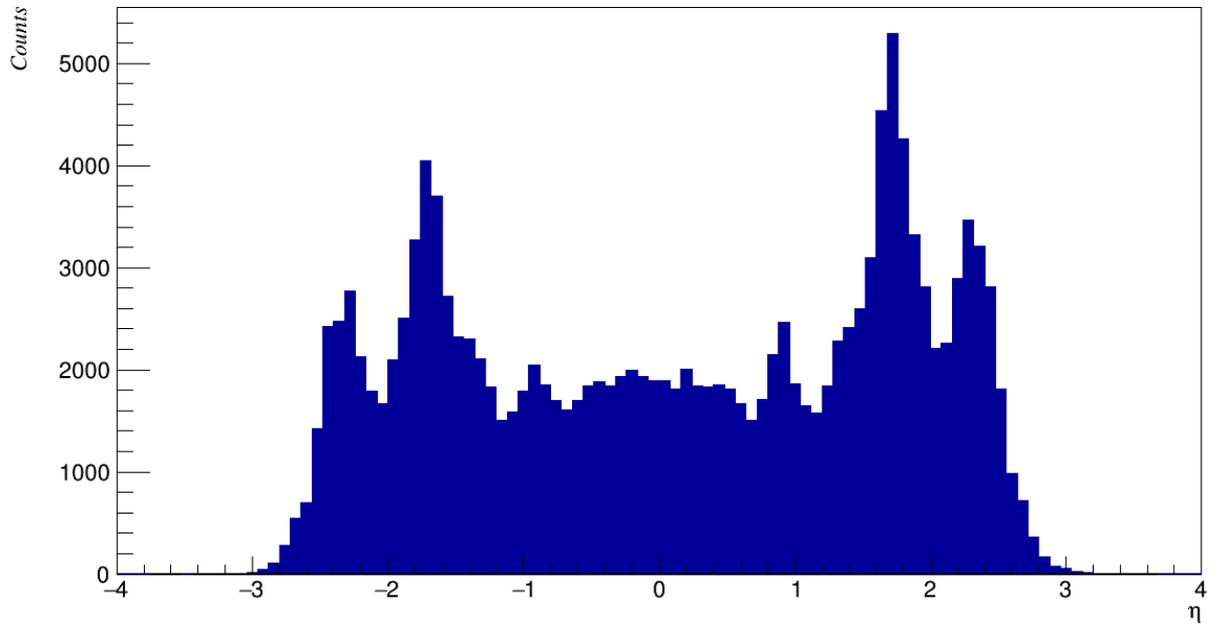


Рисунок 3.5 — Распределение псевдобыстроты одного трека мюонной системы

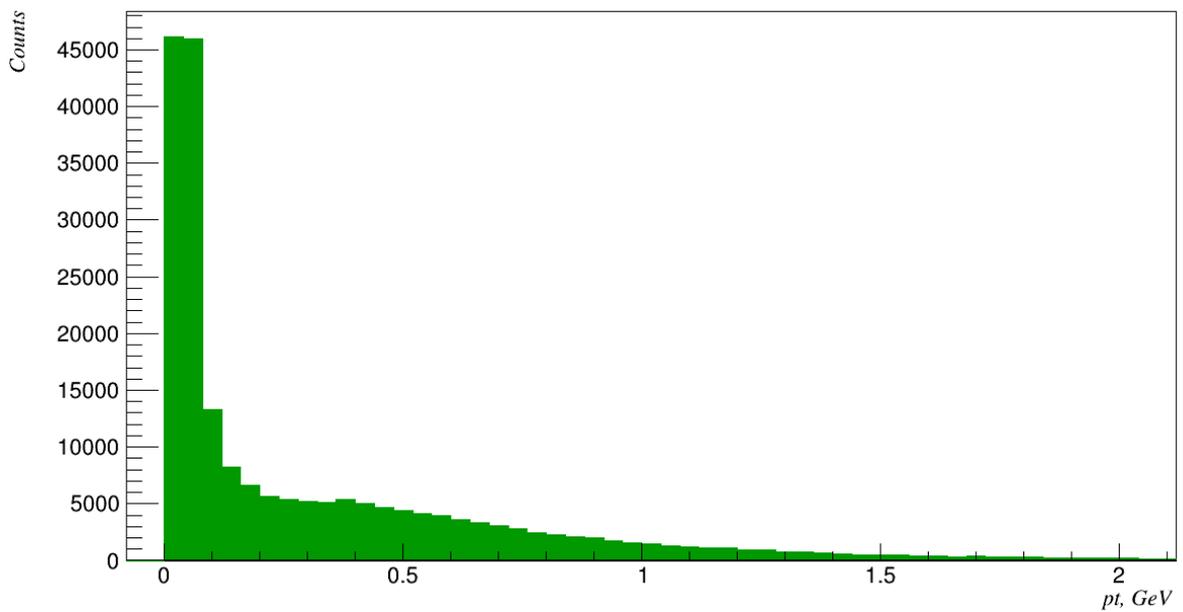


Рисунок 3.6 — Распределение поперечного испульса двух треков внутреннего детектора

На рисунок 3.6 показано распределение поперечного импульса двух треков внутреннего детектора. Основное количество событий расположено в области малых поперечных импульсов.

Распределение псевдобыстроты двух треков внутреннего детектора, изображенное на рисунке 3.7, отличается от подобного распределения для двух треков мюонной системы, изображенного на рисунке 3.9. Это объясняется тем, что в мюонной камере регистрируются мюоны, образовавшиеся от распада мезонов, имеющих небольшой поперечный импульс.

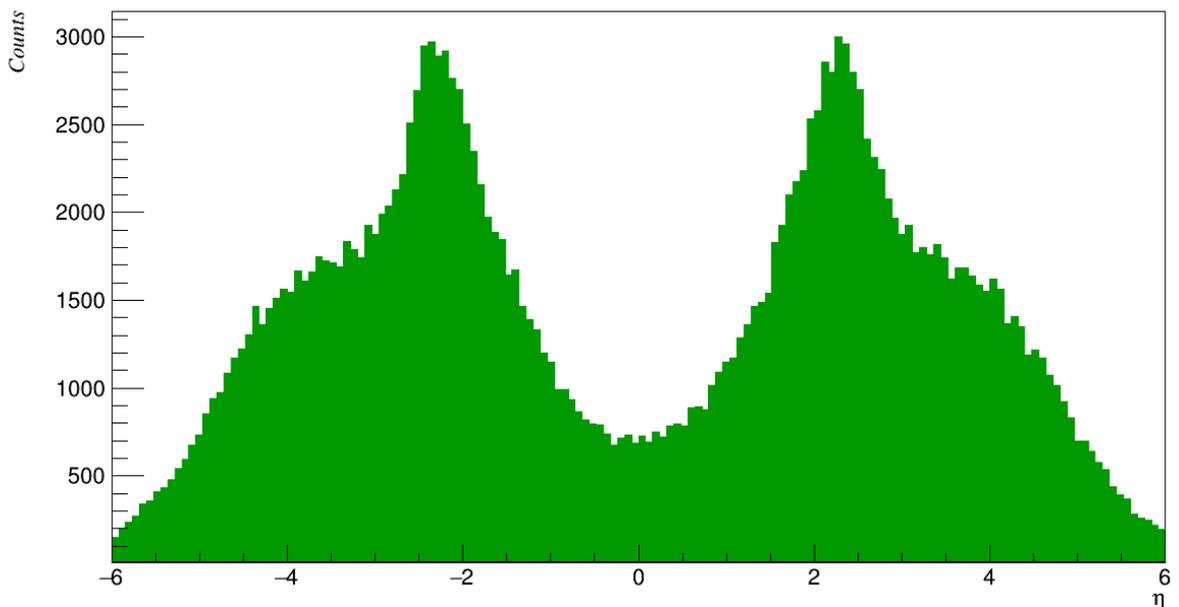


Рисунок 3.7 — Распределение псевдобыстроты двух треков внутреннего детектора

Распределение поперечного импульса двух треков мюонной системы, изображенное на рисунке 3.8, подобно распределению на рисунке 3.6, но с меньшим количеством событий.

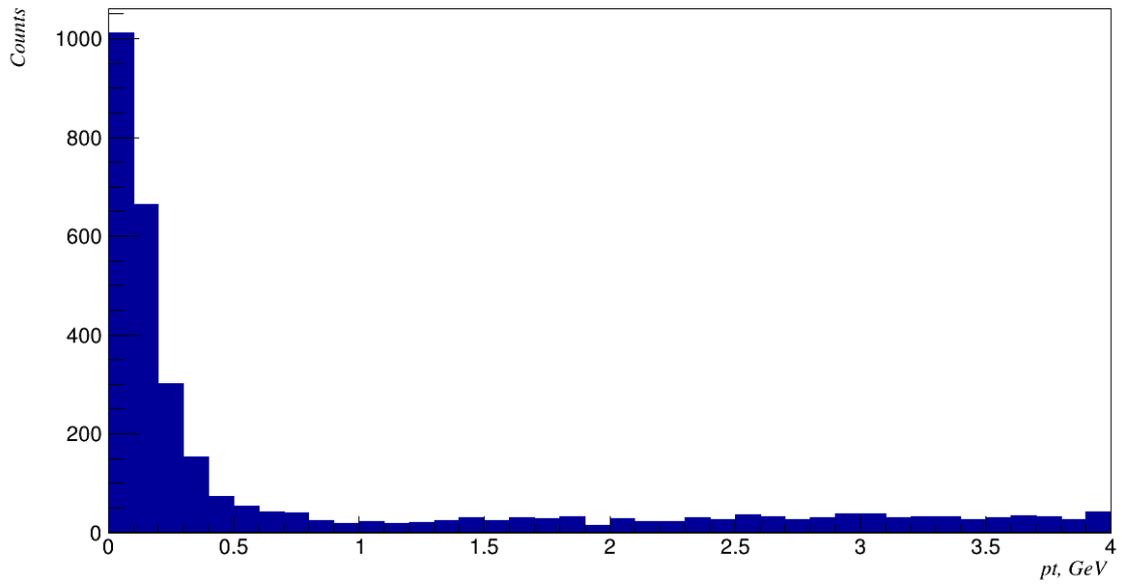


Рисунок 3.8 — Распределение поперечного импульса двух треков мюонной системы

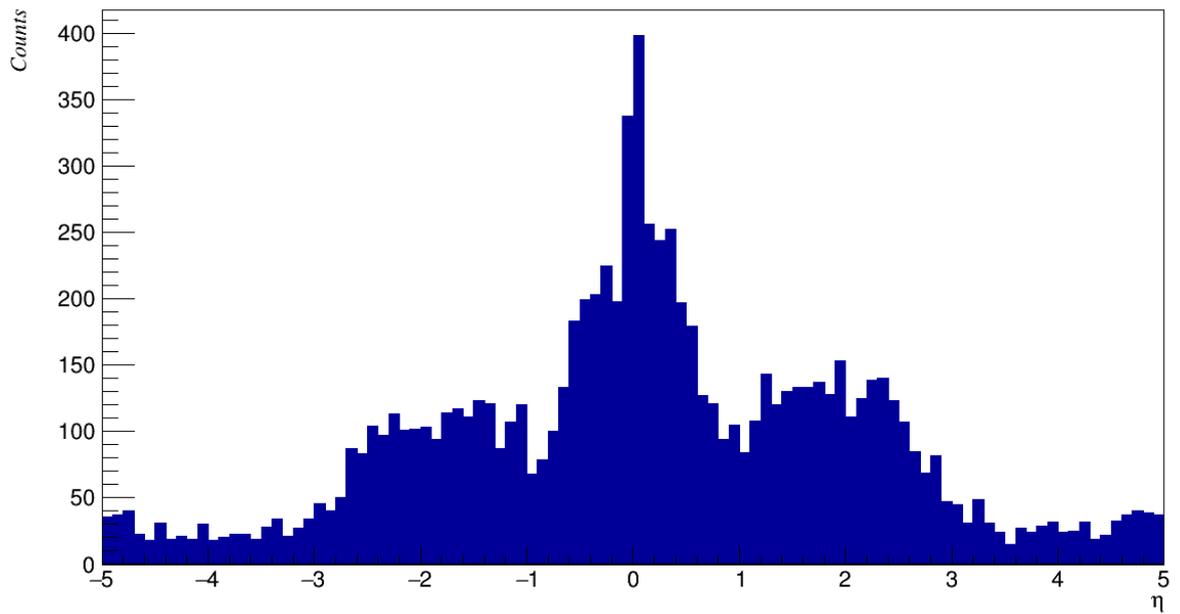


Рисунок 3.9 — Распределение псевдобыстроты двух треков мюонной системы

3.3 ПОИСК J/ψ -МЕЗОНА В МЮОННОЙ СИСТЕМЕ

Для поиска J/ψ -мезона использовалась информация о треках из мюонной системы. Было построено распределение эффективной массы двух треков мюонной системы, но оказалось, что событий в пике J/ψ -мезона недостаточно для дальнейшего анализа, так как ограничение на когерентную область, а именно на поперечный импульс двух треков $p_t < 0.15$, отсеивает большое количество событий.

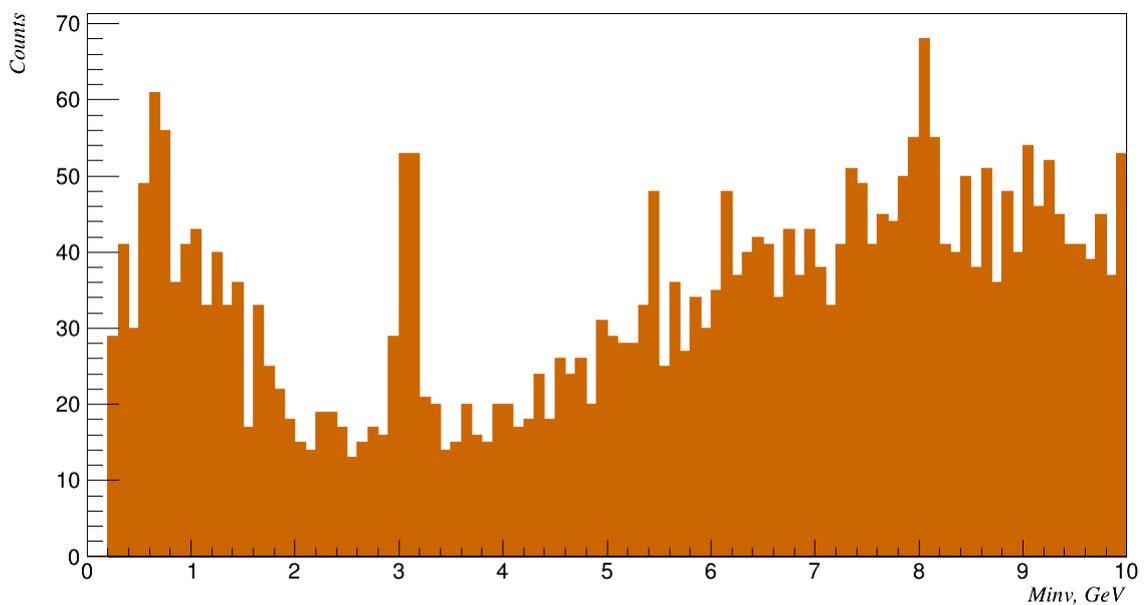


Рисунок 3.10 — Распределение эффективной массы двух треков мюонной системы

Чтобы увеличить статистику, использовался метод сшивки. Известно, что этот метод за счет большего количества восстановленных треков внутреннего детектора способен увеличить количество событий в пике.

3.4 СШИВКА ТРЕКОВ ТРЕКОВОГО ДЕТЕКТОРА И МЮОННОЙ КАМЕРЫ

Частицы, рождающиеся в ультрапериферических взаимодействиях Pb-Pb, обладают небольшими значениями поперечного импульса и энергии

относительно частиц, рождающихся в центральных и периферических столкновениях. Это связано с особенностью ультрапериферических взаимодействий: ядра свинца, пролетающие рядом друг с другом, могут провзаимодействовать с помощью гамма-квантов, при этом ядра не разрушаются. В центральных или периферических столкновениях налетающие ядра разрушаются полностью или частично соответственно, но и энергии при этом “закачивается” в фаербол больше.

Изначально детектирующие системы ATLAS настроены на обнаружение частиц, обладающих достаточно высоким импульсом. Частицы, образованные в ультрапериферических взаимодействиях, будут обладать импульсом в 5-10 раз меньшим, чем в центральных. В этом заключается проблема: детектировать “мягкие” частицы на детекторе ATLAS достаточно сложно.

J/ψ-мезон распадается на два мюона, которые возможно задетектировать и во внутреннем детекторе, и в мюонной камере. Однако, один из мюонов может быть слишком “мягкий”, и мюонная система не обнаружит этот мюон. Во внутреннем детекторе, может содержаться информация об этом мюоне. Но внутренний детектор не идентифицирует частицу, то есть невозможно отличить электрон от мюона в распаде J/ψ мезона. В этом случае используется сшивка треков мюонной системы и внутреннего детектора.

Сшивка треков заключается в отборе событий, в которых есть данные о двух треках во внутреннем детекторе, и данные об одном треке в мюонной системе, при этом величина $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} < 0.1$, где $\Delta\phi = \phi_{tr} - \phi_{mu}$, ϕ_{tr} — азимутальный угол трека во внутреннем детекторе, ϕ_{mu} — азимутальный угол трека в мюонной системе, $\Delta\eta = \eta_{tr} - \eta_{mu}$, η_{tr} — псевдобыстрота трека во внутреннем детекторе, η_{mu} — псевдобыстрота трека в мюонной системе.

Таблица 2 – Основные моды распада J/ψ -мезона [16]

Мода распада	Вероятность распада
Адроны	87.7%
e^+e^-	5.971%
$\mu^+\mu^-$	5.961%

После сшивки точно будет известно, что из двух частиц будет присутствовать мюон, а другая частица с большой вероятностью тоже будет мюон, если при сложении двух четырехвекторов эффективная масса попадет в окрестность массы J/ψ -мезона.

Сшивка позволяет отсеять все лишние события, уменьшить погрешность в сравнении со статистикой, полученной из событий внутреннего детектора, который регистрирует помимо мюонов еще электроны и пионы.

Таблица 3 – Сравнение значений эффективной массы и погрешности ее определения

	Значение, ГэВ	Погрешность, ГэВ
Два трека внутреннего детектора ATLAS	3.083	0.091
Сшивка треков мюонной камеры и внутреннего детектора ATLAS	3.101	0.076
Определение массы J/ψ -мезона на ALICE [3]	3.099	0.001

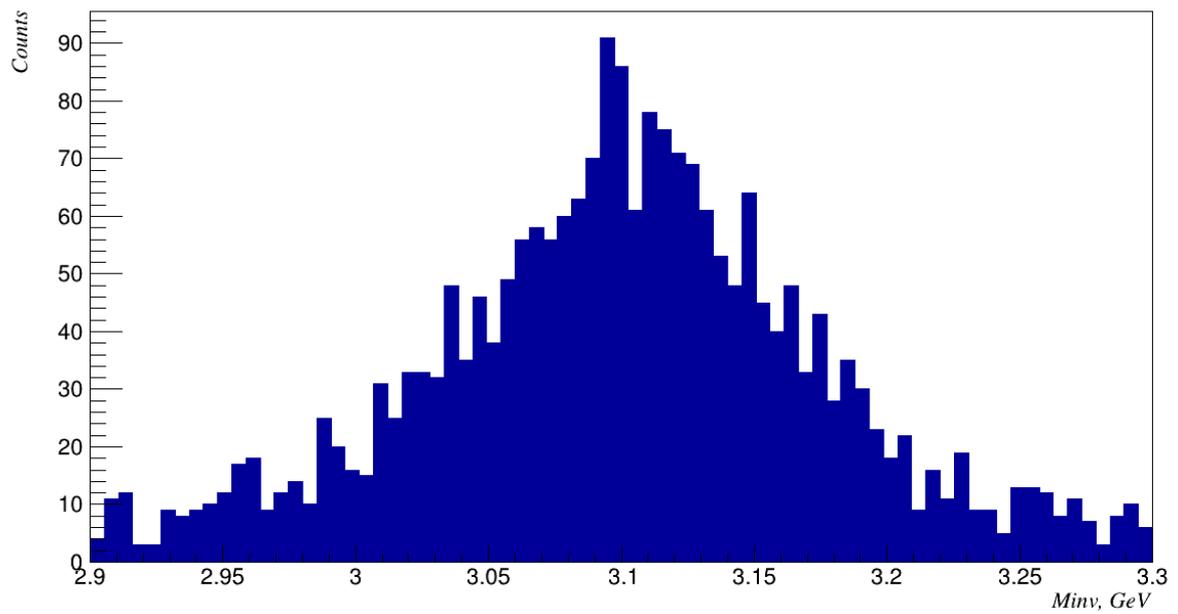
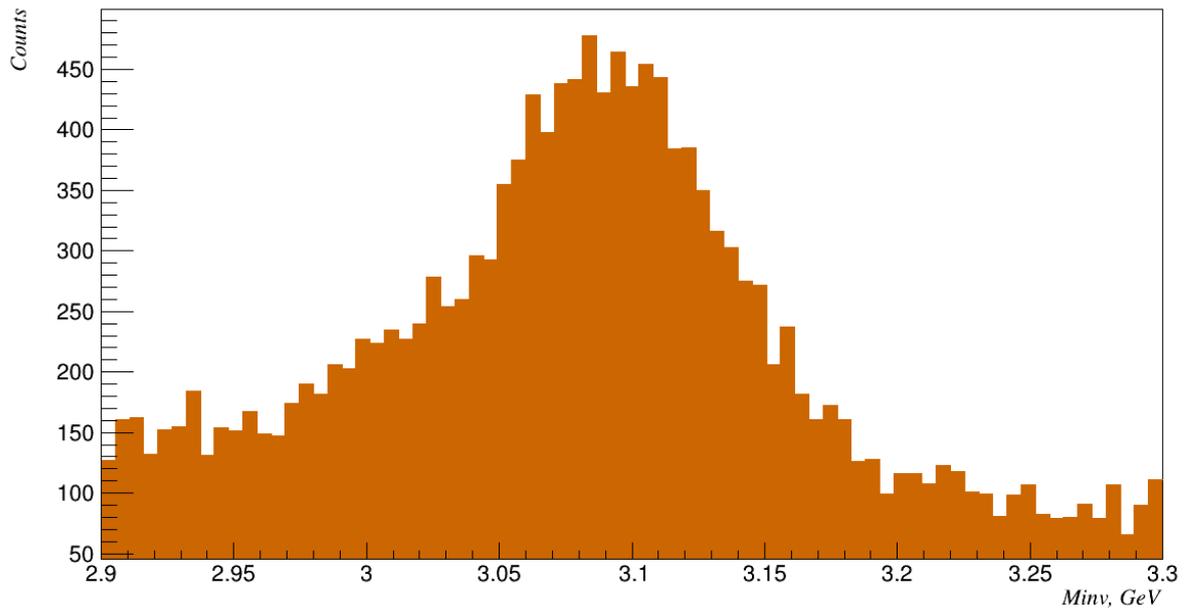


Рисунок 3.11 – Сравнение эффективных масс: (верхнее) эффективная масса двух треков внутреннего детектора; (нижнее) эффективная масса двух треков (трека в мюонной системе и трека во внутреннем детекторе) после сшивки

Однако погрешность определения массы J/ψ -мезона после сшивки все еще составляет десятки МэВ. Это связано с тем, что определенное количество треков мягких частиц не восстанавливается ни в одной системе детектора ATLAS.

3.5 КОГЕРЕНТНОЕ И НЕКОГЕРЕНТНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ J/ψ -МЕЗОНА

Ультрапериферические взаимодействия более заметны в столкновениях тяжелых ионов, нежели в протон-протон столкновениях. Энергия гамма-кванта пропорциональна заряду ядра, следовательно, вероятность родиться более тяжелой частице в свинец-свинец столкновениях выше в сравнении с протон-протон столкновениями.

Ядра свинца имеют 82 протона и 126 нейтронов, и с любым из этих нуклонов гамма-квант другого пролетающего рядом ядра может провзаимодействовать и родить J/ψ -мезон. В этом случае взаимодействия называют некогерентным. Если же гамма-квант пролетающего рядом ядра взаимодействует со всем ядром как с одной частицей, то взаимодействие называется когерентным [11].

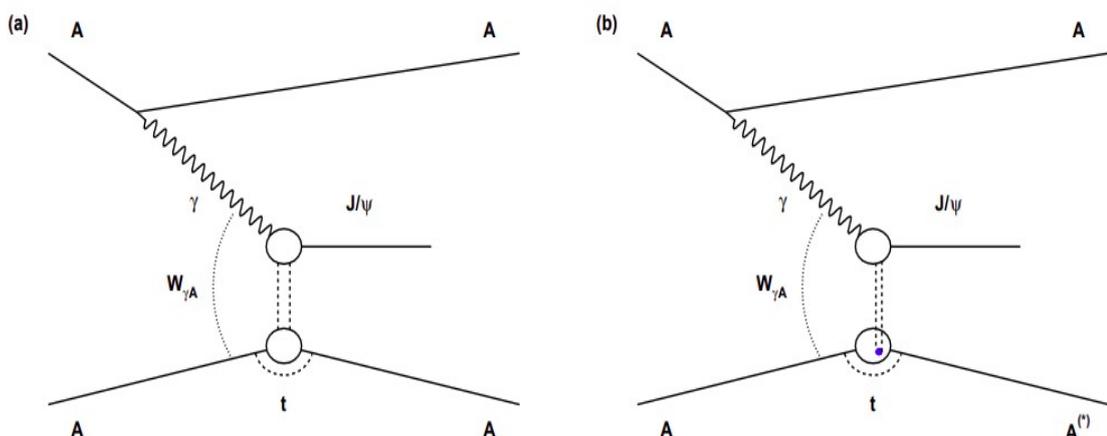


Рисунок 3.12 – Фотоядерное рождение J/ψ -мезона в A - A столкновениях: (а) когерентное взаимодействие, (б) некогерентное взаимодействие. [17]

Когерентные взаимодействия характеризуются низким поперечным импульсом образовавшегося J/ψ -мезона. В этом случае импульс, направленный вдоль оси z также будет не высок. И можно считать, что система находится в системе центра инерции. Это удобно для анализа, так как можно сделать ограничение на угол разлета мюонов в пределах $150-180^\circ$. Некогерентное образование J/ψ -мезона будет выходить за область низкого поперечного импульса, и для этого взаимодействия уже нельзя использовать ограничение по углу разлета мюонов [18].

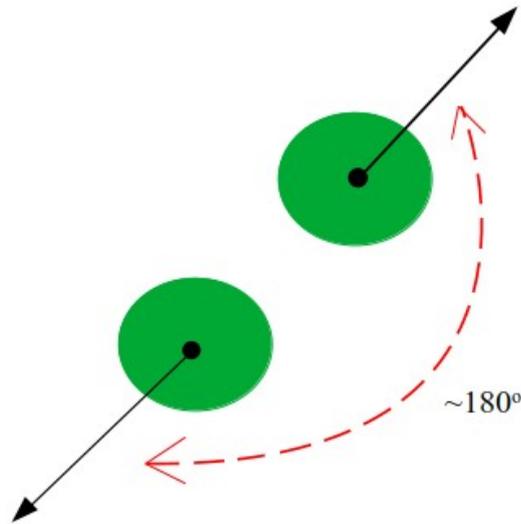


Рисунок 3.13 — Схематическое изображение разлета мюонов в пределах $150-180^\circ$

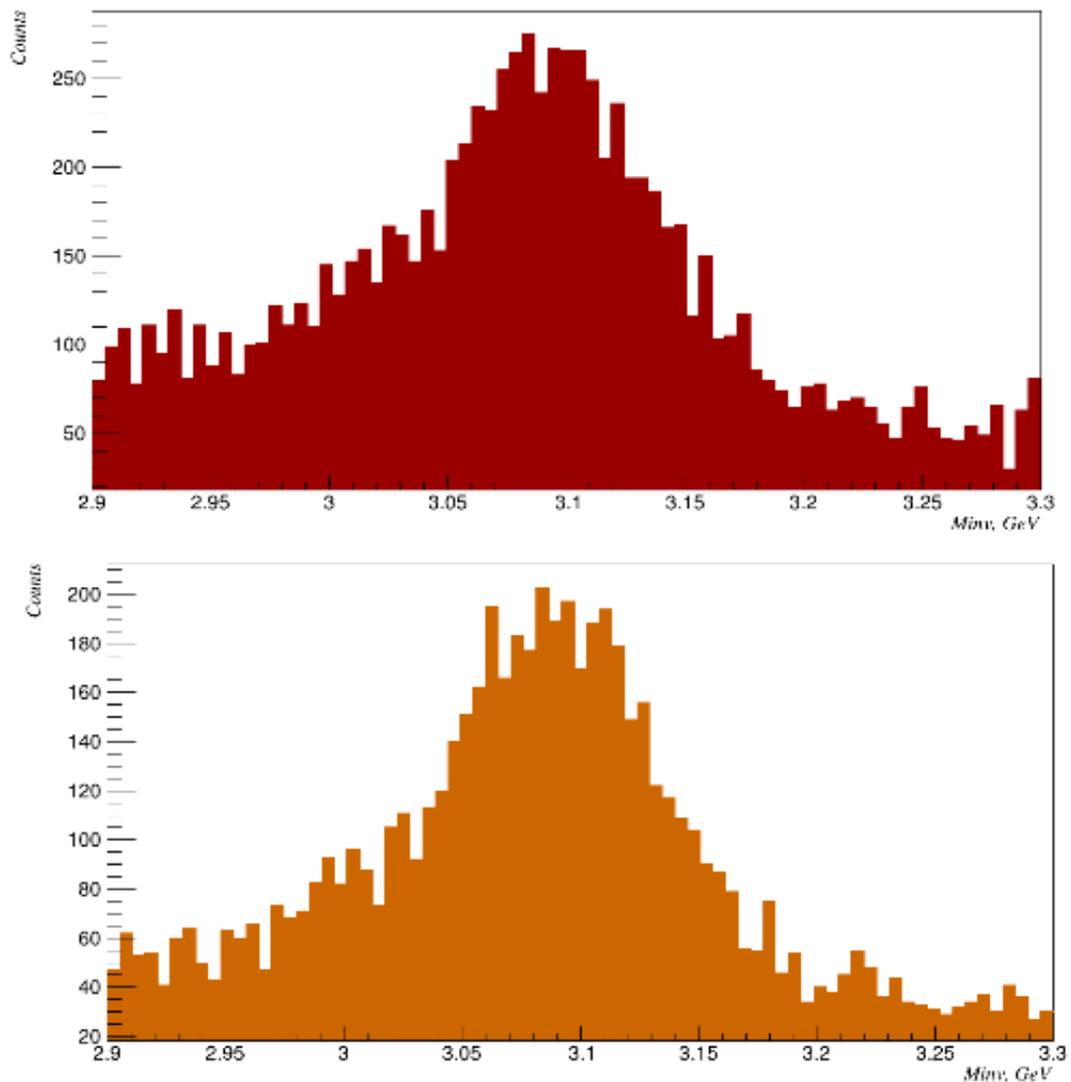


Рисунок 3.14 – Некогерентное (верхнее) и когерентное (нижнее) образование J/ψ -мезона

Сечение когерентного процесса образования J/ψ -мезона выше, чем сечение некогерентного процесса, однако на детекторе ATLAS наблюдается большее количество событий в пике в некогерентном процессе образования J/ψ -мезона. Предполагается, что это связано с тем, что системы детектирования не настроены на детектирование мягких частиц, а в некогерентных процессах энергия мюонов может быть выше, чем в когерентных.

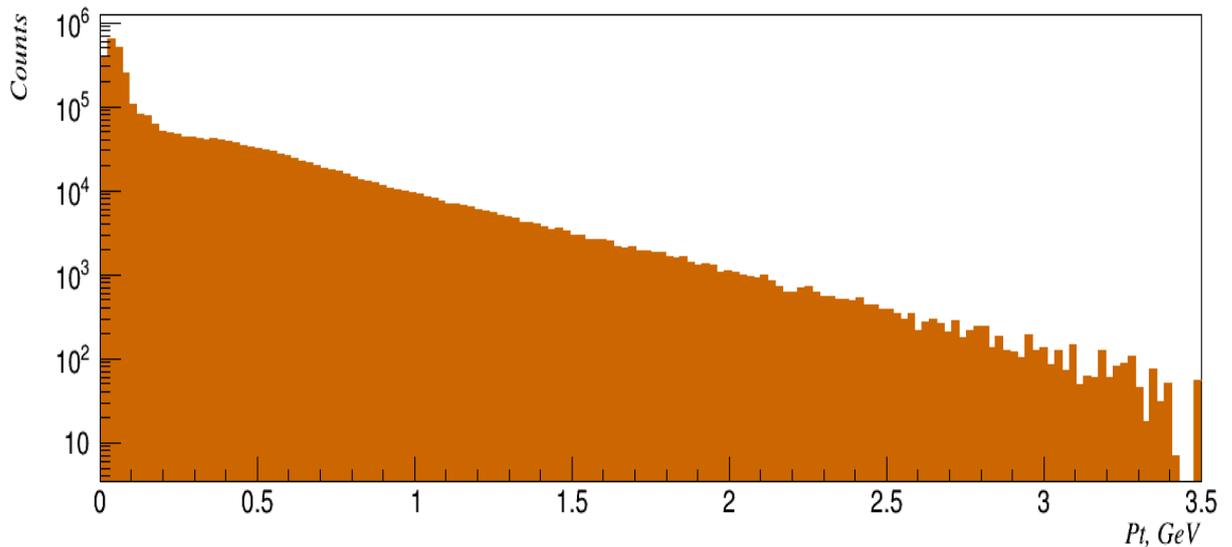


Рисунок 3.15 – Распределение поперечного импульса $\mu^+\mu^-$

Ограничение на поперечный импульс J/ψ -мезона для когерентной и некогерентной областей выбирался меньше 0.15 ГэВ и больше 0.15 ГэВ соответственно. Масса J/ψ -мезона для когерентной и некогерентной области получилась 3.084 ± 0.088 ГэВ и 3.083 ± 0.093 ГэВ соответственно.

Так как количество событий в когерентной области мало, в дальнейшем можно использовать подход в исследовании [10] для поиска J/ψ -мезона в некогерентной области.

3.6 ИССЛЕДОВАНИЕ МАЛОГО КОЛИЧЕСТВА СОБЫТИЙ КОГЕРЕНТНОГО ОБРАЗОВАНИЯ J/ψ -МЕЗОНА

Выяснилось, что в когерентной области слишком мало событий для проведения анализа. Данные с трекового детектора нельзя использовать, так как после проведения сшивки оказалось, что возможная идентификация мюонов не дает достаточное количество событий. Необходимо рассмотреть рисунок 3.16, на котором показано распределение поперечного импульса одного трека в мюонной камере.

В силу того, что частицы, рожденные при когерентном взаимодействии, будут иметь небольшой относительно массы самой частицы поперечный импульс, то поперечный импульс мюона, образованного при распаде J/ψ -мезона, родившегося в ультрапериферических взаимодействиях, будет примерно равен $\frac{m_{J/\psi}}{2} \approx 1.5$ ГэВ. Как видно из рисунка 3.16, есть небольшой пик в области поперечного импульса 1.5 ГэВ. Но таких событий слишком мало в сравнении с событиями, которые начинаются после значения поперечного импульса мюона в 2 ГэВ. Подобную "ступеньку" (резкое повышение событий после отметки 2 ГэВ) можно объяснить тем, что мюонная система детектора ATLAS настроена на поиск жестких частиц, а именно порог установлен на 2 ГэВ.

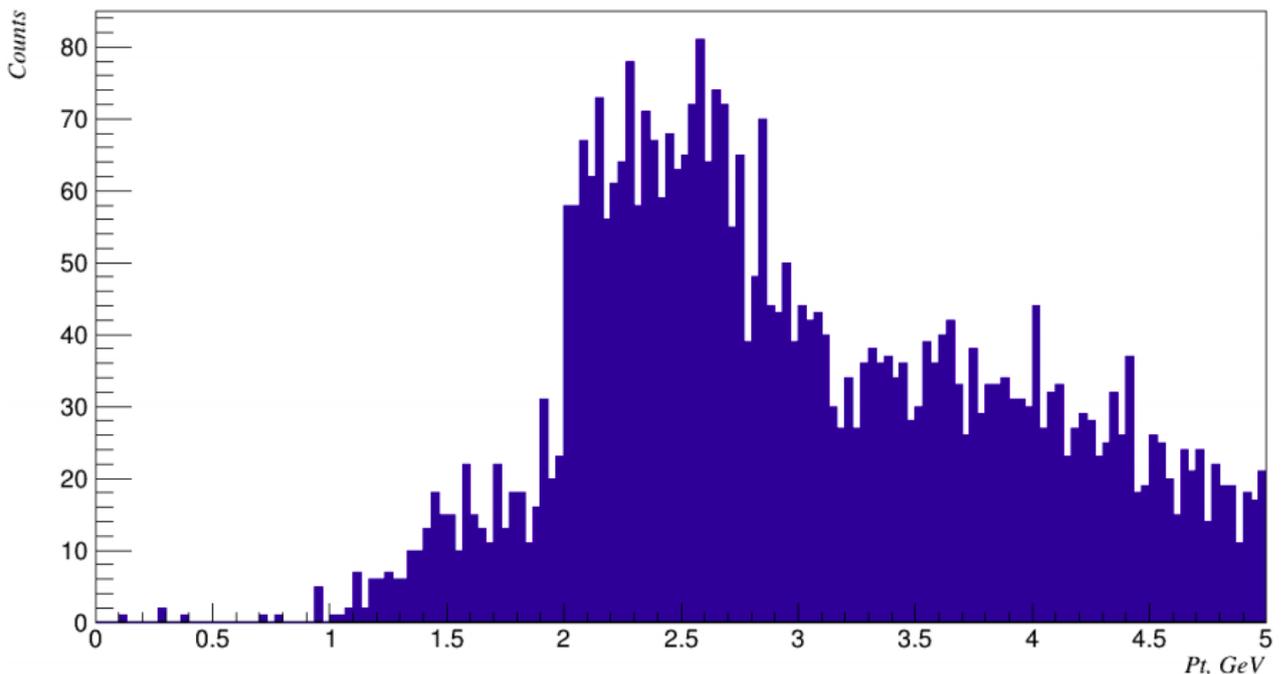


Рисунок 3.16 — Распределение поперечного импульса трека одного мюона (сумма событий когерентного и некогерентного образования)

Для проверки этого утверждения был проведен дополнительный анализ, который заключался в отборе попадающих в область эффективной

массы J/ψ -мезона событий. В этом случае накладывалось ограничение $2.9 < m_{inv} < 3.3$, где m_{inv} — эффективная масса двух треков. Затем сравнивались распределение поперечного импульса с этим ограничением и без этого ограничения. На рисунке 3.17 представлено распределение поперечного импульса трека одного мюона при максимально возможном ограничении на когерентную область.

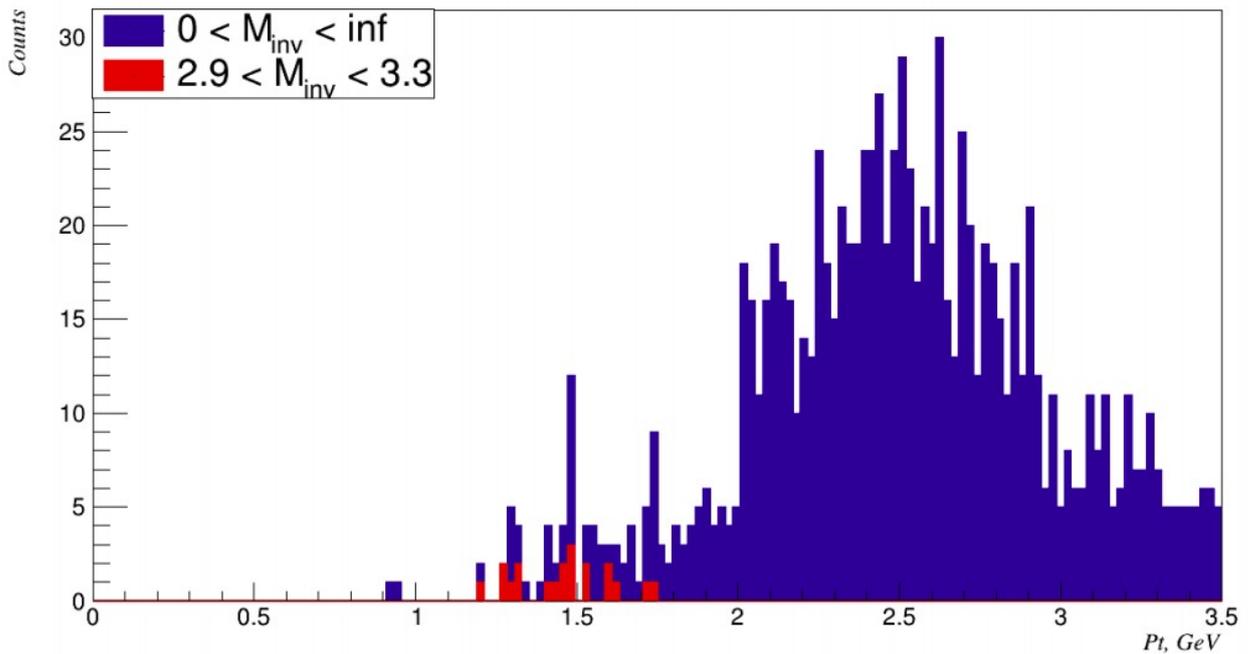


Рисунок 3.17 — Распределение поперечного импульса трека одного мюона при ограничении на когерентную область ($pt_{inv} < 0.35$ ГэВ)

Сравнивая это распределение с распределением на рисунке 3.16 можно сказать, что количество событий в когерентной области гораздо меньше, чем общее число событий (когерентных и некогерентных), а также события, попадающие в область эффективной массы J/ψ -мезона (красный цвет), лежат в области значения 1.5 ГэВ, однако таких событий недостаточно, чтобы проводить анализ дальнейший анализ в когерентной области.

3.7 ПРОВЕРКА АЛГОРИТМА ПОИСКА J/ψ -МЕЗОНА С ПОМОЩЬЮ ПЕРВИЧНОГО АНАЛИЗА ДАННЫХ Y -МЕЗОНА

Чтобы сделать проверку алгоритма, применяемого для поиска J/ψ -мезона, необходимо применить тот же алгоритм для поиска другого векторного мезона. Для этого был выбран Y -мезон. Основные моды распада Y -мезона представлены в таблице 3.

Таблица 4 – Основные моды распада Y -мезона [16]

Мода распада	Вероятность распада
Адроны	92.34%
e^+e^-	2.38%
$\mu^+\mu^-$	2.48%
$\tau^+\tau^-$	2.60%

Y -мезон очень схож по каналам распадов с J/ψ -мезоном, что позволяет применить тот же алгоритм для поиска. Для первичного анализа устанавливались следующие ограничения: 1) ограничение на 2 мюона в событии; 2) ограничение на эффективную массу треков двух мюонов в интервалах от 8 до 12 ГэВ.

На рисунке 3.18 показан приведен результат поиска Y -мезона CMS-коллораации в протон-свинцовых столкновениях и данные первичного поиска. Видно, что при сравнении гистограммы из исследования коллаборации CMS и данных первичного поиска можно выделить пики $1S$, $2S$, $3S$ состояния Y -мезона на гистограмме первичного поиска, а также количество событий достаточно для последующей обработки. Следовательно, можно утверждать, что алгоритм применим и к поиску J/ψ -мезона.

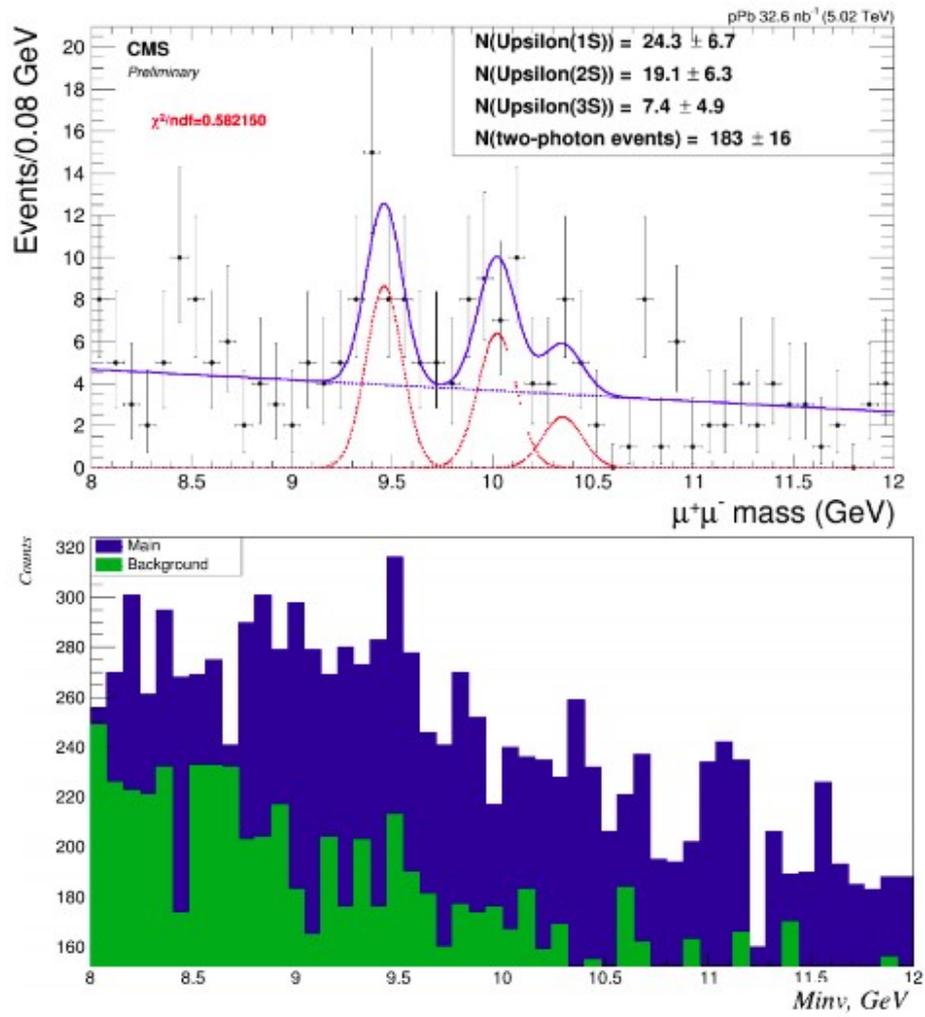


Рисунок 3.18 — Сравнение гистограммы из исследования [19] и полученные данными из первичного анализа

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данная работа демонстрирует сложность поиска J/ψ -мезона в когерентной области на детекторе ATLAS. Сшивка треков внутреннего детектора и треков мюонной камеры показывает, что погрешность уменьшается, в данном случае на 16.4% от результата, полученного только с помощью анализа треков внутреннего детектора. Эффективная масса J/ψ -мезона равна 3.083 ± 0.091 ГэВ и 3.101 ± 0.076 ГэВ для анализа без сшивки и со сшивкой соответственно. Однако сшивка не приводит к оптимальной погрешности.

Исследование когерентного и некогерентного образования J/ψ -мезона с помощью треков внутреннего детектора подтверждает, что в некогерентной зоне событий больше, чем в когерентной. Эффективная масса J/ψ -мезона равна 3.084 ± 0.088 ГэВ и 3.083 ± 0.093 ГэВ для когерентной и некогерентной областей соответственно.

Затем идет проверка малого количества событий в когерентной зоне для двух треков мюонов. Это можно объяснить тем, что мюонная система ATLAS настроена на более высокий порог по поперечному импульсу для трека мюона. Во внутреннем детекторе событий достаточно много, но отделить мягкие мюоны от электронов или π -мезонов не удастся.

Правильность работы алгоритма была проверена на Y -мезоне, который имеет похожие моды распада, и как показал анализ, количество событий для Y -мезона достаточно много.

Исследования [5, 6], проведенные на CMS и ALICE, по изучению рождения J/ψ -мезона в ультрапериферических взаимодействиях затрагивают только когерентное образование. Но в настоящее время актуально уже изучение некогерентного образования, так как такие работы не проводились, но теоретические модели для этого существуют.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Gribov V. N., Pomeranchuk I. Y. Complex Angular Momenta and the Relation Between the CrossSections of Various Processes at High Energies // *Phys. Rev. Lett.* — 1962. — Apr. — Vol. 8,issue 8. — P. 343–345.
2. Klein S., Vogt R. Deuteron Photodissociation in Ultraperipheral Relativistic Heavy-Ion on Deuteron Collisions // *Phys. Rev. C.* — 2003. — Mar. — Vol. 68, nucl-ex/0303013. — 017902. 10 p.
3. Mutual heavy ion dissociation in peripheral collisions at ultrarelativistic energies / I. Pshenichnov[et al.] // *Phys. Rev. C.* — 2001. — Vol. 64. — P. 024903. — arXiv:nucl-th/0101035.
4. Mayer C. Coherent photo-production of ρ_0 mesons in ultra-peripheral Pb-Pb collisions at the LHCmeasured by ALICE // *EPJ Web Conf.* / ed. by A. Wrńska [et al.]. — 2014. — Vol. 81. — P. 02011.
5. Adeluyi A., Nguyen T. Coherent photoproduction of ψ and Y mesons in ultraperipheral pPb and PbPb collisions at the CERN Large Hadron Collider at $\sqrt{s_{NN}} = 5$ TeV and $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV // *Physical ReviewC.* — 2013. — Feb. — Vol. 87, no. 2. — ISSN 1089-490X.
6. Coherent J/ψ photoproduction in ultra-peripheral Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with the CMS experiment / V. Khachatryan [et al.] // *Phys. Lett. B.* — 2017. — Vol. 772. — P. 489–511. — arXiv:1605.06966 [nucl-ex].
7. Energy dependence of exclusive J/ψ photoproduction of protons in ultra-peripheral p–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV / S. Acharya [et al.] // *Eur. Phys. J. C.* — 2019. — Vol. 79, no. 5. — P. 402. — arXiv:1809.03235 [nucl-ex].

8. Traini M. C., Blaizot J.-P. Diffractive incoherent vector meson production off protons: a quark model approach to gluon fluctuation effects // The European Physical Journal C. — 2019. — Apr. — Vol. 79, no. 4. — ISSN 1434-6052.
9. Kopp F., Machado M. V. T. Coherent and incoherent production of vector mesons in ultraperipheral collisions of xenon ions within the QCD parton saturation approach // Physical Review D. — 2018. — July. — Vol. 98, no. 1. — ISSN 2470-0029.
10. Guzey V., Kryshen E., Zhalov M. Incoherent ρ -meson photoproduction in ultraperipheral nuclear collisions at the LHC. — 2020. — arXiv:2002.09683
11. Rhodes C. J. Large Hadron Collider (LHC) // Science Progress. — 2013.
12. The Large Hadron Collider: Conceptual design. — 1995. — Oct.
13. The ATLAS Inner Detector commissioning and calibration / G. Aad [et al.] // The European Physical Journal C. — 2010. — Aug. — Vol. 70, no. 3. — P. 787–821. — ISSN 1434-6052.
14. Aad G., Ackers M., Alberti F. A. ATLAS pixel detector electronics and sensors // Journal of Instrumentation. — 2008. — July. — Vol. 3, no. 07. — P07007–P07007.
15. The barrel modules of the ATLAS semiconductor tracker / A. Abdesselam [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2006. — Vol. 568. — P. 642–671.
16. Review of Particle Physics / M. Tanabashi [et al.] // Phys. Rev. D. — 2018. — Vol. 98, no. 3. — P. 030001.
17. Cepila J., Contreras J. G., Krelina M. Coherent and incoherent J/ψ photonuclear production in an energy-dependent hot-spot model // Phys. Rev. C. — 2018. — Feb. — Vol. 97, issue 2. — P. 024901.
18. Coherent J/ψ photoproduction in ultra-peripheral Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV / B. Abelev [et al.] // Phys. Lett. B. — 2013. — Vol. 718. — P. 1273–1283. — arXiv:1209.3715

19. Chudasama R., Dutta D. Exclusive Photoproduction of Upsilon in pPb collisions with the CMS //PoS. — 2017. — Vol. ICPAQGP2015. — P. 042.