

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»

УДК 539.1.05

**ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА  
К БАКАЛАВРСКОЙ ДИПЛОМНОЙ РАБОТЕ  
ЧЕТЫРЕХЧАСТИЧНЫЕ СОБЫТИЯ В  
УЛЬТРАПЕРИФЕРИЧЕСКИХ СТОЛКНОВЕНИЯХ  
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР СВИНЦА ПРИ ЭНЕРГИИ 5,02  
ТЭВ/НУКЛОН В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS НА БАК**

Студент

\_\_\_\_\_ А. Э. Дадашова

Научный руководитель,

к.ф.-м.н.

\_\_\_\_\_ С. Л. Тимошенко

Москва 2024

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

**ЧЕТЫРЕХЧАСТИЧНЫЕ СОБЫТИЯ В  
УЛЬТРАПЕРИФЕРИЧЕСКИХ СТОЛКНОВЕНИЯХ  
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР СВИНЦА ПРИ ЭНЕРГИИ 5,02  
ТЭВ/НУКЛОН В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS НА БАК**

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

# СОДЕРЖАНИЕ

<b>1</b>	<b>Введение</b>	<b>3</b>
1.1	Столкновения тяжелых ионов . . . . .	3
1.2	Ультрапериферические столкновения . . . . .	4
1.3	Эксперимент ATLAS . . . . .	10
1.3.1	Строение детектора ATLAS . . . . .	11
1.3.2	Триггерная система детектора ATLAS . . . . .	14
<b>2</b>	<b>Полное моделирование</b>	<b>16</b>
2.1	Монте-Карло генераторы . . . . .	16
2.2	Этапы полного моделирования . . . . .	17
2.2.1	Генерация событий на STARLIGHT . . . . .	17
2.2.2	Симуляция . . . . .	18
2.2.3	Реконструкция . . . . .	19
2.3	Результаты полного моделирования . . . . .	19
<b>3</b>	<b>Анализ данных</b>	<b>32</b>
	<b>Заключение</b>	<b>53</b>
	<b>Список использованных источников</b>	<b>55</b>
	<b>Приложение А</b>	<b>57</b>

# 1 ВВЕДЕНИЕ

## 1.1 СТОЛКНОВЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Тяжелые ионы – ионы, атомный номер и заряд которых больше, чем у иона гелия ( $Z > 2$ ,  $A > 4$ ). Взаимодействия тяжелых ионов друг с другом могут приводить к значительной перестройке ядерных систем, участвующих в этих реакциях и содержащих большое количество нуклонов, что приводит к многообразию путей, по которым может развиваться эта система.

Одной из задач экспериментов по столкновениям релятивистских тяжелых ионов является изучение свойств ядерной материи в экстремальных состояниях, характеризующихся изменением свойств адронов, возникновением коллективных взаимодействий, ведущих к существенному изменению ядерной формы, а также к сильным и многократным перераспределениям энергии между различными степенями свободы системы. Поэтому столкновения тяжелых ионов позволяют проверить фундаментальную теорию сильных взаимодействий – квантовую хромодинамику, при высоких плотностях энергий с гораздо большими масштабами пространства и времени, чем при адрон-адронных столкновениях [1; 2].

На характер взаимодействия сталкивающихся тяжелых ядер влияет прицельный параметр  $b$ , поэтому в зависимости от его величины различают три типа столкновений тяжелых ионов (рис.1):

- центральные ( $b < R$ ),
- периферические ( $b \sim R_1 + R_2$ ),
- ультрапериферические ( $b > R_1 + R_2$ ),

где  $R_1$  и  $R_2$  – радиусы налетающих ядер.

В центральных столкновениях происходит слияния ядер, то есть в таком типе взаимодействий обеспечивается высокая плотность энергии, что позволяет исследовать особое состояние материи – кварк-глюонную плазму, которое по современным космологическим представлениям имело место быть на ранних этапах развития Вселенной в первые микросекунды после Большого Взрыва.

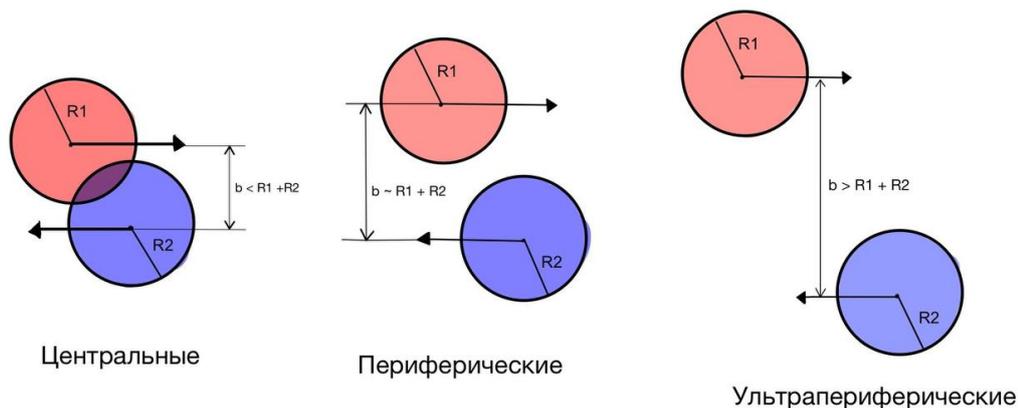


Рисунок 1 — Классификация столкновений релятивистских тяжелых ионов по прицельному параметру  $b$

Периферические столкновения наиболее часто реализуются в взаимодействиях тяжелых ионов, в них характер протекания реакции определяют действия ядерных сил. В зависимости от энергии ионов, а также от их внутренней структуры могут происходить упругие и неупругие рассеяния ядер, обмен нуклонами между ними и их распад на фрагменты или нуклоны.

В ультрапериферических столкновениях сильное взаимодействие перестает быть доминирующим в отличие от электромагнитного.

## 1.2 УЛЬТРАПЕРИФЕРИЧЕСКИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ

Ультрапериферические столкновения (Ultra-Peripheral Collision, UPC, УПС) – столкновения с прицельным параметром налетающих ядер большим, чем сумма их радиусов ( $b > 2R$ ). В виду малой плотности ядерной материи в области взаимодействия в таком типе столкновений сильное взаимодействие выражено в меньшей степени, чем преобладающие когерентное фотон-фотонное ( $\gamma\gamma$ ), фотон-померонное ( $\gamma P$ ) и померон-померонное ( $PP$ ) взаимодействия, где померон – не имеющий цвета переносчик силь-

ного взаимодействия с квантовыми числами вакуума. Э. Ферми заметил, что электромагнитное поле быстрой частицы похоже на электромагнитное излучение, которое можно интерпретировать как поток эквивалентных фотонов, распределенных с некоторой плотностью частот, поэтому электромагнитное взаимодействие такой частицы с ядром можно свести к взаимодействию этого фотона с ядром [3]. Эта идея была использована и развита для расчета сечения взаимодействия релятивистских заряженных ядер в работах Уильямса и Вальцеккера [4], а сам метод получил название метода эквивалентных фотонов и является основным теоретическим инструментом анализа ультрапериферических столкновений.

В рамках данного метода процесс двухфотонного взаимодействия представляет собой столкновение двух эквивалентных фотонов, принадлежащих электромагнитным полям налетающих тяжелых ядер. Эти взаимодействия интересны тем, что при высоких энергиях электромагнитные поля очень сжимаются в продольном направлении и становятся весьма сильны, а сечения данных процессов с увеличением энергии возрастают быстрее, чем сечения сильных взаимодействий.

Условие когерентности для фотона означает, что длина его волны больше размера ядра, поэтому он не различает отдельные нуклоны, а «видит» ядро как единую заряженную систему, что накладывает ограничения на кинематические характеристики рождаемых в результате ультрапериферических столкновений систем, их поперечные импульсы составляют десятки МэВ. Именно эта особенность является мощным критерием детектирования УПС при анализе экспериментальных данных.

Доминирующим когерентным взаимодействием, приводящим к получению адронного конечного состояния, является эксклюзивное производство векторных мезонов, сечения их образования приведены в таблице 1 [5]. К ним относятся и  $\rho^0$  мезоны, возникающие в результате упругого рассеяния кварк-антикварковой пары, получаемой за счет флуктуаций фотона от одного из сталкивающихся ядер. Одиночное производство  $\rho^0$  мезонов и их дальнейший распад на пару заряженных пионов в ультрапериферических столкновениях тяжелых ионов хорошо изучено коллаборацией STAR на RHIC [6] и ALICE на LHC (Large Hadron Collider, Большой Адронный Коллайдер, БАК) [7].

С производством пары  $\rho^0$  мезонов в результате двухфотонного взаимодействия дела обстоят иначе, чем с одиночным образованием. Двухфотонные процессы изначально исследовались на  $e^+e^-$  коллайдерах [8; 9] и являлись хорошим инструментом для изучения мезонной спектроскопии, а также проверки квантовой электродинамики. Сечения образования пар мезонов в фотон-фотонных взаимодействиях также приведены в таблице 1.

Впервые реакция  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$  (см. диаграмму процесса на рис.2) наблюдалась в детекторе TASSO на накопительном кольце PETRA [10]. Полученное в этом эксперименте распределение по инвариантной массе системы двух заряженных пионов для четырехтрековых событий в диапазоне энергий 1.5 – 2.0 ГэВ, пик которого приходится на массу  $\rho^0$  мезона, представлено на рисунке 3 (а).

Таблица 1 — Сечения для эксклюзивного производства векторных мезонов и лептонов в  $Au + Au$  и  $Pb + Pb$  ультрапериферических взаимодействиях на RHIC и LHC

Мезон	$Au + Au$ , RHIC $\sigma$ (мб)	$Pb + Pb$ , LHC $\sigma$ (мб)	Мезоны	$Au + Au$ , RHIC $\sigma$ (мб)
-	-	-	$\rho^0\rho^0$	8.8
$\rho^0$	590	5200	$\omega\omega$	0.073
$\omega$	59	490	$\phi\phi$	0.076
$\phi$	39	460	$\rho\omega$	1.6
$J/\psi$	0.29	32	$\rho\phi$	1.6
$\Upsilon$	-	150 нб	$\rho J/\psi$	0.2
$\pi_0$	4.9	28	Лептоны	
$\eta$	1.0	16	$\mu^+\mu^-$	280 нб
$f_2$	0.54	22	$s\bar{s}$	7.6 нб
$\eta_c$	3.3 мкб	0.61	$c\bar{c}$	6.2 нб

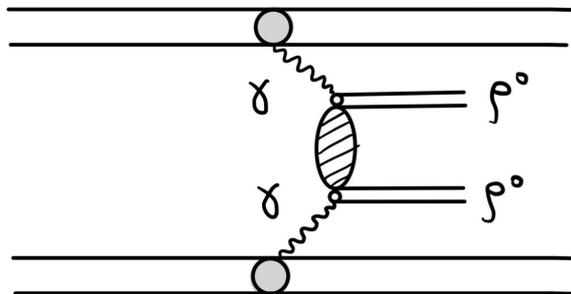


Рисунок 2 — Диаграмма образования пары  $\rho^0$  мезонов в двухфотонном взаимодействии

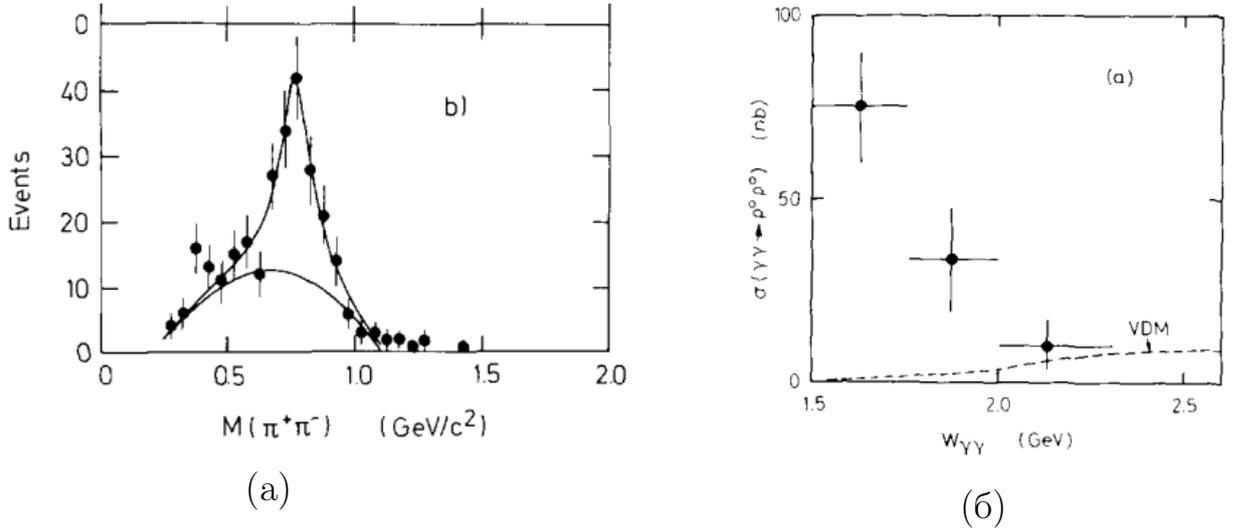


Рисунок 3 — Распределение по инвариантной массе системы двух заряженных пионов для четырехтрековых событий в диапазоне энергий 1.5 – 2.0 ГэВ (а), зависимость сечения  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$  от энергии  $\gamma\gamma$  (б) по данным эксперимента TASSO

Последующие изучения эксклюзивного образования пары  $\rho^0$  мезонов в двухфотонных столкновениях в экспериментах CELLO [11], TPC/2 $\gamma$  [12], PLUTO [13], также приводили к наблюдению вблизи порога реакции увеличения сечения неизвестного происхождения. Но все эти исследования проводились при энергиях сталкивающихся пучков в несколько ГэВ. Столкновения же релятивистских тяжелых ионов дают преимущество в том, что сечение растет с энергией как  $Z^4\alpha^4$  ( $Z$  – заряд иона,  $\alpha$  – константа электромагнитного взаимодействия), а не как  $\alpha^4$  в  $e^+e^-$  столкновениях, поэтому эти столкновения на БАК являются богатым источником  $\gamma\gamma$ -столкновений при высоких энергиях (максимальная энергия  $\gamma\gamma$ -системы может составлять 200 ГэВ, что, например, достаточно даже для рождения бозона Хиггса). Это позволит изучать двухфотонные процессы в больших диапазонах энергий.

Рождение пары  $\rho^0$  мезонов в ультрапериферических столкновениях может происходить также по механизму двойного рассеяния (диаграмма процесса на рисунке 4). В работе [14] сравнивались вклады в конечное четырехпионное состояние от рождения пары  $\rho^0$  мезонов для механизмов двойного взаимодействия фотонов и двойного рассеяния с экспериментальными данными коллаборации STAR. На рисунке 5 приведены зависимости сечения рождения пары  $\rho^0$  от быстроты одного  $\rho^0$  мезона при энергиях,

достигаемых на RHIC (левый рисунок) и LHC (правый рисунок). Видно, что вклад от двойного рассеяния в обоих случаях на порядок больше, чем вклад от двойного слияния фотонов. На рисунке 6 предоставлено распределение по инвариантной массе системы четырех заряженных пионов, теоретическое предсказание этого распределения в рамках механизма двойного рассеяния имеет схожую форму с тем, что было измерено и профитировано коллаборацией STAR, но составляет около 20% от этого сечения, что связано с ограниченными возможностями измерений на STAR ( $|\eta| < 1.0$ ).

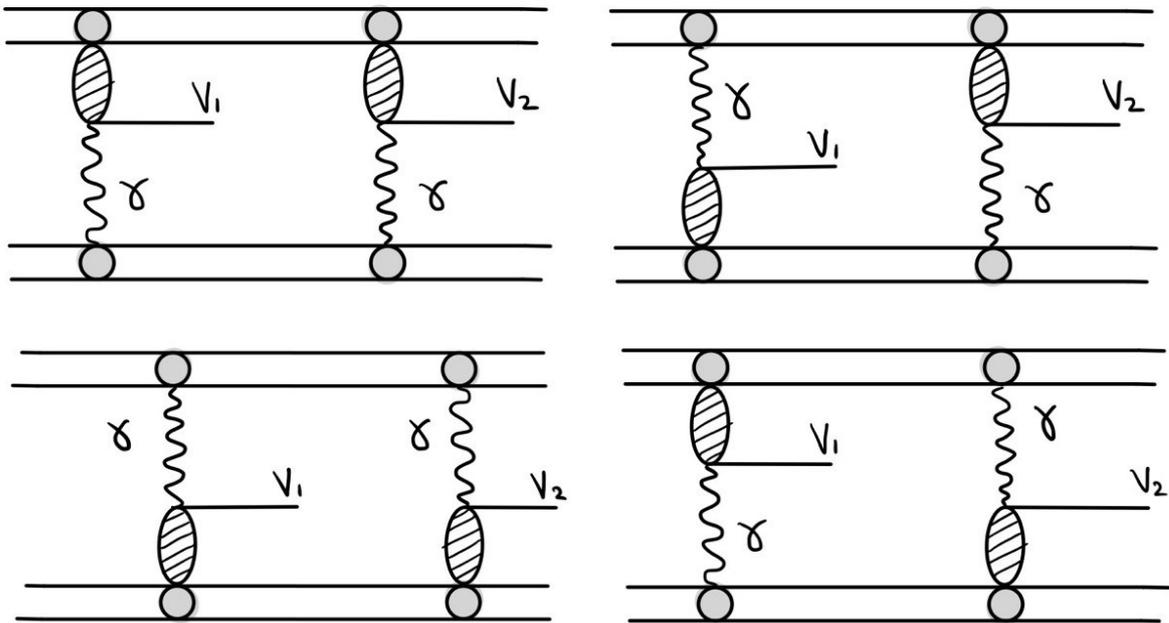


Рисунок 4 — Диаграмма образования пары  $\rho^0$  мезонов в механизме двойного рассеяния

Целью данной работы является полное моделирование фотон-фотонного образования пары  $\rho^0$  мезонов и поиск соответствующего сигнала в данных 2023 года в ультрапериферических столкновениях релятивистских ионов свинца с энергией 5.36 ТэВ/нуклон на Большом адронном коллайдере в эксперименте ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS).

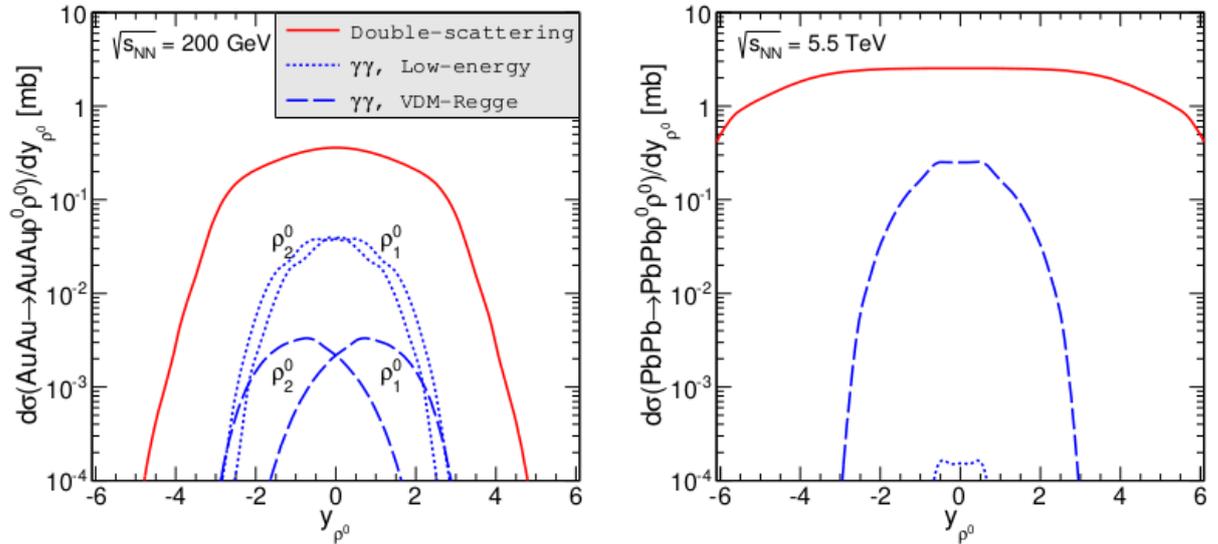


Рисунок 5 — Зависимость дифференциального сечения  $AuAu \rightarrow AuAu \rho^0 \rho^0$  от быстроты  $\rho^0$  мезона, красная линия — для механизма двойного рассеяния, синие линии — для двухфотонного слияния, правая панель — для энергий RHIC, левая панель — для энергий LHC

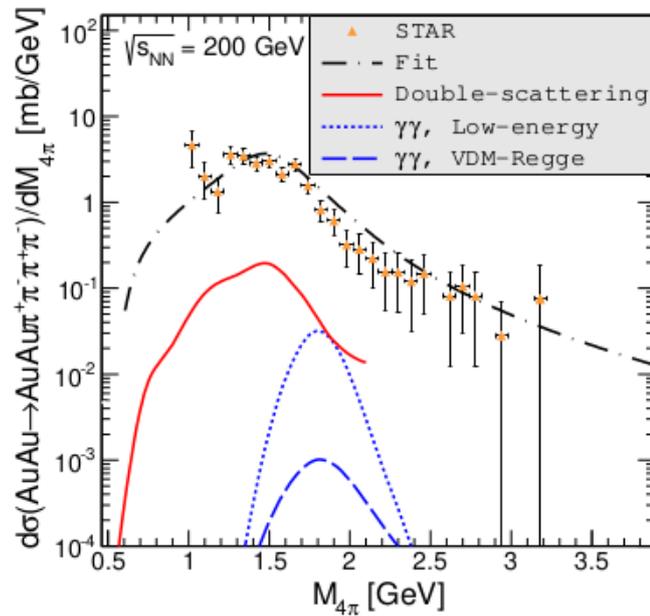


Рисунок 6 — Зависимость сечения от инвариантной массы двух заряженных пионов, черная пунктирная линия — фит STAR, красная линия — для механизма двойного рассеяния, синие линии — для двухфотонного слияния

## 1.3 ЭКСПЕРИМЕНТ ATLAS

С началом работы Большого адронного коллайдера физика тяжелых ионов получила еще большее экспериментальное развитие, так как энергия сталкивающихся тяжелых ядер увеличилась в 30 раз по сравнению с RHIC. БАК расположен в Европейской лаборатории элементарных частиц CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucleaire, Женева, Швейцария) и на данный момент является самым мощным и большим ускорителем протонов и тяжелых ионов, в текущем сеансе его работы (Run3) достигнута энергия сталкивающихся пучков протонов 13.6 ТэВ (для свинца – 5.36 ТэВ). Схема ускорительного комплекса CERN вместе с расположением основных детекторов на БАК приведены на рисунке 7.

БАК задумывался как адрон-адронный коллайдер, так как считалось, что вероятность поиска новой физики в столкновениях адронов гораздо выше, чем в любых других. Но БАК можно рассматривать и как фотон-фотонный коллайдер, в котором фотоны рождаются в результате ультрапериферических столкновений адронов и ядер. Такая концепция уже изучалась при постройке и работе RHIC. Как отмечалось выше, особенностью систем, рождаемых в ультрапериферических столкновениях, является их малые значения поперечных импульсов, что приводит к трудностям регистрации для основных детекторов ATLAS и CMS (Compact Muon Solenoid), однако в них имеются дополнительные детекторы, предназначенные для измерений на малые углы рассеяния. Поэтому с помощью детектора ATLAS можно исследовать ультрапериферические столкновения.

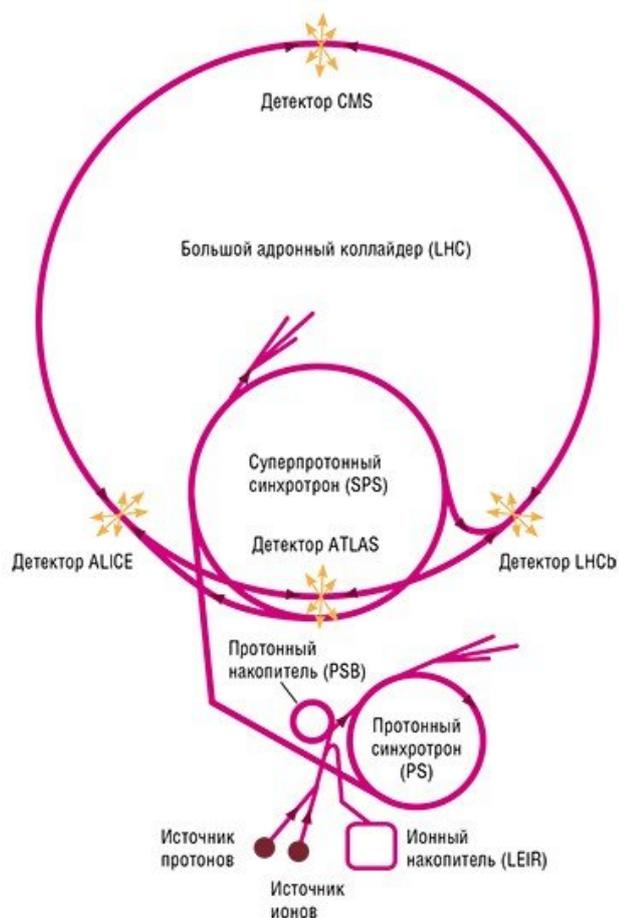


Рисунок 7 — Схема ускорительного комплекса CERN

### 1.3.1 СТРОЕНИЕ ДЕТЕКТОРА ATLAS

Детектор ATLAS относится к детекторам общего назначения, основная задача которого поиск бозона Хиггса и суперсимметричных частиц. Общий вид детектора ATLAS представлен на рисунке 8. Его основным элементом, устанавливающим внешний вид и размер, является магнитная система, а ведущим элементом – внешний сверхпроводящий воздушно-зазорный тороид, обеспечивающий измерения с высокой точностью импульсов мюонов во всем допустимом промежутке их значений.

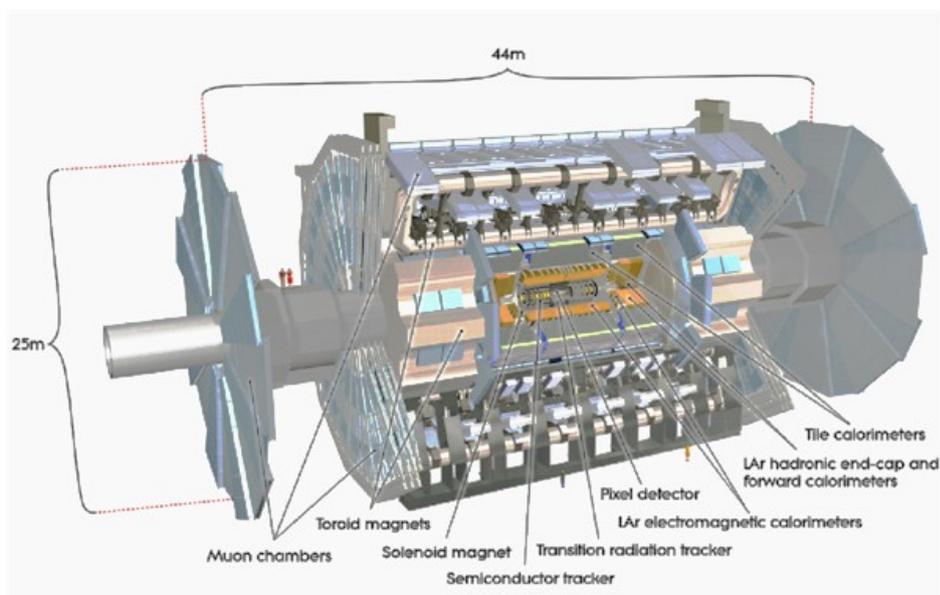


Рисунок 8 — Общий вид детектора ATLAS

Общая длина детектора ATLAS – 44 м, диаметр – 25 м, вес – 7000 т. Он обладает вращательной симметрией, относительно оси, совпадающей с продольным направлением распространения пучка ускоренных частиц (p,Pb), а также зеркальной симметрией относительно плоскости поперечного сечения детектора, проходящей через центр столкновения пучков. На рисунке видны структурные элементы тороида, включающий в себя центральный и два торцевых тороида, в магнитных полях ( $B \sim 0.5 \div 1.0$  Т) которых расположены мюонные детекторы. По бокам с краю размещены диски мюонных камер, которые вместе с тороидальным магнитом образуют спектрометр детектора ATLAS.

При приближении к центру детектора от спектрометра следует система калориметров. Внешний, адронный калориметр представляет собой мозаичную структуру – пластины из органического сцинтиллятора вставлены в стальной поглотитель. Пролетающий адрон порождает адронный ливень, вызывая световые вспышки в сцинтилляторах, регистрируемые фотоумножителями и преобразуемые далее в электрический сигнал. Внутренний, электромагнитный калориметр представляет из себя структуру, сложенную из большого количества тонких гофрированных пластин свинца, играющего роль металла-поглотителя. В зазорах между пластинами помещен жидкий аргон, служащий чувствительным материалом. Пролетающая заряженная частица порождает электромагнитный ливень, ионизирующий аргон, и информация об ионизации собирается датчиками в этом же зазоре.

Внутренний детектор, схема которого изображена на рисунке 9, расположен в центре детектора ATLAS и напрямую контактирует с областью столкновений высокоэнергичных пучков частиц. Его задача – это точное измерение импульсов и координат заряженных частиц, а также первичных и вторичных вершин взаимодействий. Возможности его измерений охватывают диапазон псевдобыстрот по модулю меньших 2.5 ( $|\eta| < 2.5$ ) и поперечных импульсов, больших 0.1 ГэВ ( $p_T > 0.1$  ГэВ).

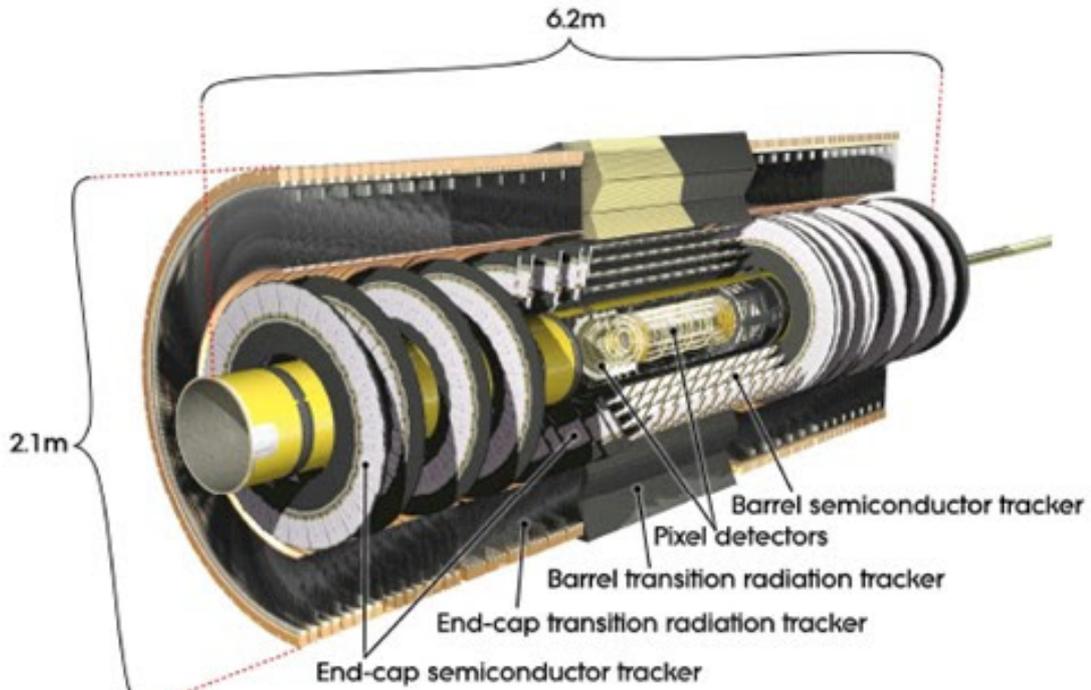


Рисунок 9 — Схема внутреннего детектора ATLAS

Наибольшая точность измерений координат должна осуществляться вблизи соударений пучков, что достигается использованием пиксельного кремниевого детектора, состоящего из трех цилиндрических слоев и нескольких торцевых пластин, покрытых несколькими тысячами чувствительных матриц с десятками тысяч пикселей, при этом каждой матрице соответствует своя электронная аппаратура, которая несколько лет должна проработать в условиях высокой радиации. В общей сложности этот детектор насчитывает около 80 миллионов пикселей, а его координатное разрешение – 14 на 115 микрон.

За тремя слоями пикселей следует восемь слоев микростриповых кремниевых детекторов (Semiconductor Tracker, SCT), позволяющих восстанавливать трек частицы на расстояниях до 1.5 м от оси столкновения пучков.

Дополнительные торцевые трековые детекторы обеспечивают покрытие области псевдобыстрот меньших по модулю 2.5. А за счет искривления траектории движения частицы магнитным полем осуществляется измерение с хорошей точностью импульса частицы.

Завершающей частью внутреннего детектора является трековый детектор переходного излучения (Transition Radiation Tracker, TRT), состоящий из нескольких сотен тысяч тонких трубок диаметром 4 мм, заполненных газовой смесью и внутри которых располагается тонкая вольфрамовая нить в роли анода. Внутренняя поверхность трубки, покрытая проводящим слоем, выступает в качестве катода. В пространстве между трубками располагается пластик, обеспечивающий переходное излучение заряженных частиц при его пересечении. Фотоны переходного излучения регистрируются вместе с сигналами от ионизационных потерь, что позволяет отличать адронные и электронные треки.

### 1.3.2 ТРИГГЕРНАЯ СИСТЕМА ДЕТЕКТОРА ATLAS

Триггер, что дословно переводится как «спусковой крючок», позволяет из колоссального количества событий, регистрируемых детектором, проводить отборы только тех, что интересны для исследований. Триггерная система детектора ATLAS состоит из трех отдельных подсистем: триггер первого уровня L1 (Level-1), триггер второго уровня L2 (Level-2), фильтр событий EF (Event Filter). Триггер второго уровня и фильтр событий формируют триггер высокого уровня HLT (High Level Trigger).

Триггер первого уровня производит начальный отбор событий. Основываясь на данных с мюонной системы и всех калориметров, он инициализирует объекты с высокой поперечной энергией, к которым могут относиться электроны, мюоны, тау-лептоны, струи и фотоны, характеризующиеся большими поперечными импульсами, также он осуществляет отбор событий с большой недостающей энергией.

Блок-схема триггера первого уровня приведена на рисунке 10. Объединяя информацию, полученную от мюонного спектрометра и калориметров, в центральном процессоре (Central Trigger Processor, СТП) в виде комбинаций различных критериев отбора, триггер первого уровня образует

области интереса (Region of Interest, RoI) путем определения для каждой из таких областей пары координат  $\eta$  и  $\phi$ . Данные RoI хранят в себе информацию о типе триггера и о пороге по поперечной энергии, которая в дальнейшем используется триггерами высокого уровня.

Триггер второго уровня, собирая информацию по RoI от триггера первого уровня и от детекторов, создает единую систему данных. Основной компонентой является процессорная ферма, с помощью которой происходит отбор событий, что позволяет снизить их поток примерно в 30 раз. Далее события анализируются фильтром событий посредством алгоритмов реконструкции и отборов. Результат работыHLT сохраняется в виде таблицы сигнатур объектов на каждом этапе отбора триггера, что позволяет определить поток данных, в который будет направлено событие для его дальнейшего физического анализа.

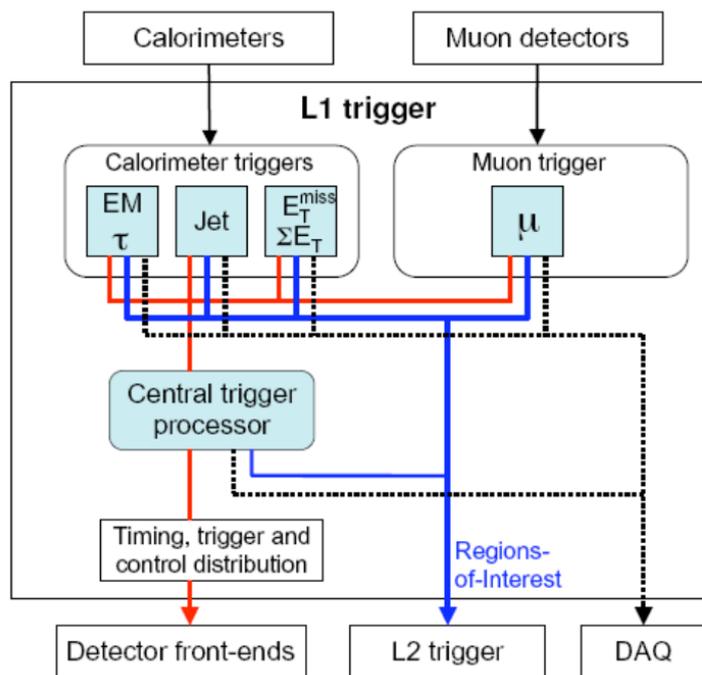


Рисунок 10 — Блок-схема триггера первого уровня детектора ATLAS

## 2 ПОЛНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

### 2.1 МОНТЕ-КАРЛО ГЕНЕРАТОРЫ

Для близкого к действительности моделирования столкновений и взаимодействий между частицами и ядрами было создано большое количество программ, основанных на методе случайных чисел Монте-Карло, и именуемых, соответственно, Монте-Карло генераторами (МС). МС имеют широкий спектр применения, например, они используются для отладки, настройки и оптимизации детекторов, определения критериев отбора, накладываемых на экспериментальные данные с целью выделения интересующего сигнала, теоретического предсказания физических процессов, регистрация которых ожидается на детекторах.

Поэтому применение Монте-Карло генераторов является неотъемлемой частью любого физического анализа, в том числе в эксперименте ATLAS. По этой причине ATLAS имеет официально принятые МС, рекомендованные к использованию, доступ к которым имеет любой член коллаборации через lxplus – службы интерактивного входа в linux для всех пользователей CERN. К этим генераторам относится также программный пакет STARLIGHT [15], разработанный коллаборацией STAR и позволяющий моделировать ультрапериферические взаимодействия, в том числе изучаемый процесс двухфотонного рождения пары  $\rho^0$  мезонов и последующий их распад на четыре заряженных пиона. Реализуемые на STARLIGHT двухфотонные каналы представлены на рисунке 11.

<b>Two-Photon Channels</b>	
Particle	Jetset ID
$e^+e^-$ pair	<b>11</b>
$\mu^+\mu^-$ pair	<b>13</b>
$\tau^+\tau^-$ pair	<b>15</b>
$\tau^+\tau^-$ pair, polarized decay	<b>10015*</b>
$\rho^0$ pair	<b>33</b>
$a_2(1320)$ decayed by PYTHIA	<b>115</b>
$\eta$ decayed by PYTHIA	<b>221</b>
$f_2(1270)$ decayed by PYTHIA	<b>225</b>
$\eta'$ decayed by PYTHIA	<b>331</b>
$f_2(1525) \rightarrow K^+K^-(50\%), K^0\bar{K}^0(50\%)$	<b>335</b>
$\eta_c$ decayed by PYTHIA	<b>441</b>
$f_0(980)$ decayed by PYTHIA	<b>9010221</b>

Рисунок 11 — Реализуемые на STARLIGHT каналы двухфотонных взаимодействий

## 2.2 ЭТАПЫ ПОЛНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Процесс полного моделирования условно можно разделить на три основных этапа: генерация событий, симуляция и реконструкция полученного сигнала.

### 2.2.1 ГЕНЕРАЦИЯ СОБЫТИЙ НА STARLIGHT

Перед запуском генератора пользователь редактирует во входном файле (рис. 12) параметры моделирования под свой анализ. К ним относятся число событий, атомный номер и заряд сталкивающихся ядер, ограничения сверху и снизу на поперечные импульсы и псевдобыстроты треков, канал реакции, режим образования частиц в УПС (`PROD_MODE = 1` – двухфотонное взаимодействие) и т.д.

После отработки генератора пользователь на выходе получает файл формата ASCII, содержащий в себе информацию о смоделированных событиях:

- EVENT:  $n$   $ntracks$   $nvertices$ ,

где  $n$  – номер события,  $ntracks$  – количество треков,  $nvertices$  – число вершин.

- VERTEX:  $x$   $y$   $z$   $t$   $nv$   $nproc$   $nparent$   $ndaughters$ ,  
где  $x$ ,  $y$ ,  $z$ ,  $t$  – компоненты четырех-вектора расположения вершины,  $nv$  – число вершин,  $nproc$  – это число, предназначенное для представления физического процесса,  $nparent$  – число родительских частиц,  $ndaughters$  – число дочерних частиц.
- TRACK:  $px$   $py$   $pz$   $nev$   $ntr$   $stopv$   $PDGPID$ ,  
где – компоненты три-вектора импульса трека,  $nev$  – номер события,  $ntr$  – номер трека в данном событии, отсчитываемый от одной вершины,  $stopv$  – номер вершины, где заканчивается трек,  $PDGPID$  – ID частицы, одобренное PDG (Particle Data Group)[16] для MC.

В случае работы с внутренним генератором, встроенным в программную среду ATLAS, пользователь получает выходной файл не в формате ASCII, а в формате EVNT.pool.root, так как именно такой формат данных необходим для проведения полного моделирования.

```

baseFileName = slight #suite of output files will be saved with this base name
BEAM_1_Z = 82 #Z of projectile 82
BEAM_1_A = 208 #A of projectile 208
BEAM_2_Z = 82 #Z of target
BEAM_2_A = 208 #A of target
BEAM_1_GAMMA = 2705.0 #Gamma of the colliding ion 1 2705.0
BEAM_2_GAMMA = 2705.0 #Gamma of the colliding ion 2
W_MAX = 4 #Max value of w
W_MIN = -1 #Min value of w
W_N_BINS = 200 #Bins i w
RAP_MAX = 3. #max y
RAP_N_BINS = 200 #Bins i y
CUT_PT = 0 #Cut in pT? 0 = (no, 1 = yes)
PT_MIN = 0.0 #Minimum pT in GeV
PT_MAX = 100.0 #Maximum pT in GeV
CUT_ETA = 0 #Cut in pseudorapidity? (0 = no, 1 = yes)
ETA_MIN = -2.7 #Minimum pseudorapidity
ETA_MAX = 2.7 #Maximum pseudorapidity
PROD_MODE = 1 #gg or gP switch (1 = 2-photon, 2 = coherent vector meson (narrow), 3 = coherent vector meson (wide), 4 = incoherent vector meson)
N_EVENTS = 1 #Number of events
PROD_PID = 33 #Channel of interest; this is j/psi --> mu+ mu-
RND_SEED = 5574533 #Random number seed
BREAKUP_MODE = 5 #Controls the nuclear breakup; a 5 here makes no requirement on the breakup of the ions
INTERFERENCE = 0 #Interference (0 = off, 1 = on)
IF_STRENGTH = 1. #% of interference (0.0 - 0.1)
INT_PT_MAX = 0.24 #Maximum pt considered, when interference is turned on
INT_PT_N_BINS = 120 #Number of pt bins when interference is turned on
XSEC_METHOD = 1 # Set to 0 to use old method for calculating gamma-gamma luminosity
PYTHIA_FULL_EVENTRECORD = 0 # Write full pythia information to output (vertex, parents, daughter etc).
rho0PrimeMass = 1.48 #1.48
rho0PrimeWidth = 0.40 #0.40

```

Рисунок 12 — Входной файл STARLIGHT

## 2.2.2 СИМУЛЯЦИЯ

На данном этапе происходит моделирование взаимодействий сгенерированных частиц со средой детектора ATLAS и последующая имитация их регистрации с помощью GEANT4 – MC, позволяющий описывать геометрию и материалы экспериментальных установок, а также физические процессы, происходящие при прохождении частиц через вещество детектора. Стоит отметить, что в процессе симуляции во время оцифровки – воспроизведения выходных данных считывания детектора, происходит мо-

делирование шумов и «маскировка» каналов.

### 2.2.3 РЕКОНСТРУКЦИЯ

Данный этап представляет собой тот же набор алгоритмов, что используется при анализе экспериментальных данных для кластеризации, реконструкции треков, вершин, идентификации частиц и струй, оценки недостающей энергии. Реконструкция позволяет находить траектории частиц из оцифрованных попаданий в субдетекторы, но из-за большого числа событий этот этап может занимать значительные ресурсы процессора. Чтобы избежать этого, происходит полный отказ от трудоемких алгоритмов распознавания образов и устранения неоднозначности, и вместо них используется информация от МС для присвоения каждому треку правильного попадания и последующей корректировки траектории частицы. Для имитации пропуска алгоритмами треков меняется содержание и эффективность попаданий и применяются те же критерии отбора, как и при обычной реконструкции экспериментальных данных.

Результатом полного моделирования является файл формата AOD (Analysis Object Data), содержащий информацию, достаточную для общего анализа. Этот формат данных доступен для чтения как программной оболочкой эксперимента ATLAS – Athena, так и с помощью ROOT.

Два этапа полного моделирования, симуляция и реконструкция, требуют большого времени на их выполнение, что не может не вызывать трудностей, связанных с ограниченностью сеанса выполнения работы программ и команд на lxplus. Для решения этой проблемы потребовалось использовать HTCondor – высокопроизводительную вычислительную службу, для которой пользователь предоставляет задания, а она определяет каким образом и когда поставленную задачу выполнить.

## 2.3 РЕЗУЛЬТАТЫ ПОЛНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

После симуляции и реконструкции 490 тысяч сгенерированных на STARLIGHT событий необходимо определить обязательные критерии отбора для дальнейшего их наложения на экспериментальные данные.

В первую очередь были наложены ограничения на количество треков и их суммарный заряд:

- $N^{track} = 4$ , где  $N^{track}$  – число треков,
- $\sum Q = 0$ , где  $Q$  – заряд трека,

к которым были добавлены ограничения:

- на псевдобыстроту трека, связанное с геометрией детектора ATLAS –  $|\eta^{track}| < 2.4$ ,
- на величину  $d_0$  трека – поперечный прицельный параметр относительно измеренной вершины столкновения, который определяется как точка ближайшего приближения траектории трека к первичной вершине в поперечной плоскости (рис. 13), для выделения процессов, происходящих во внутреннем детекторе, то есть в непосредственной близости от сталкивающихся пучков –  $|d_0^{track}| < 1.5$  мм.

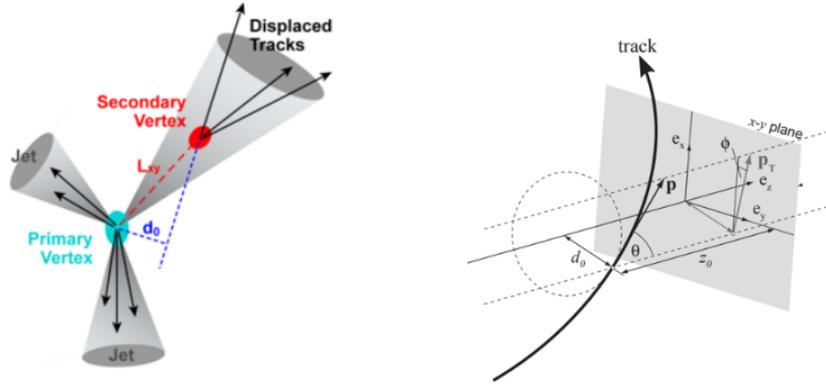
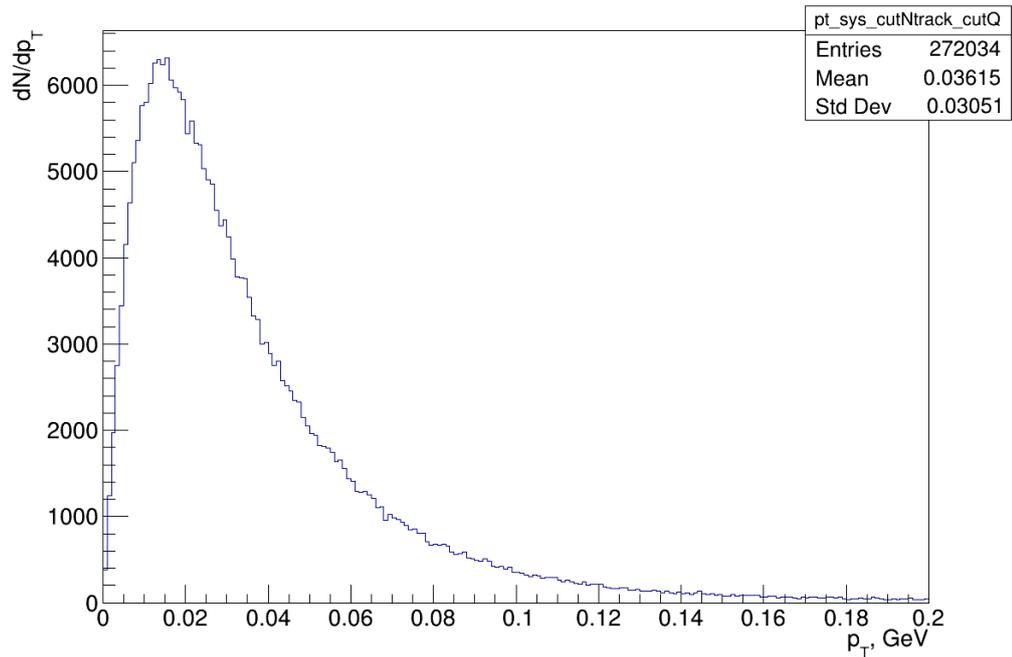


Рисунок 13 — Наглядное определение  $d_0$

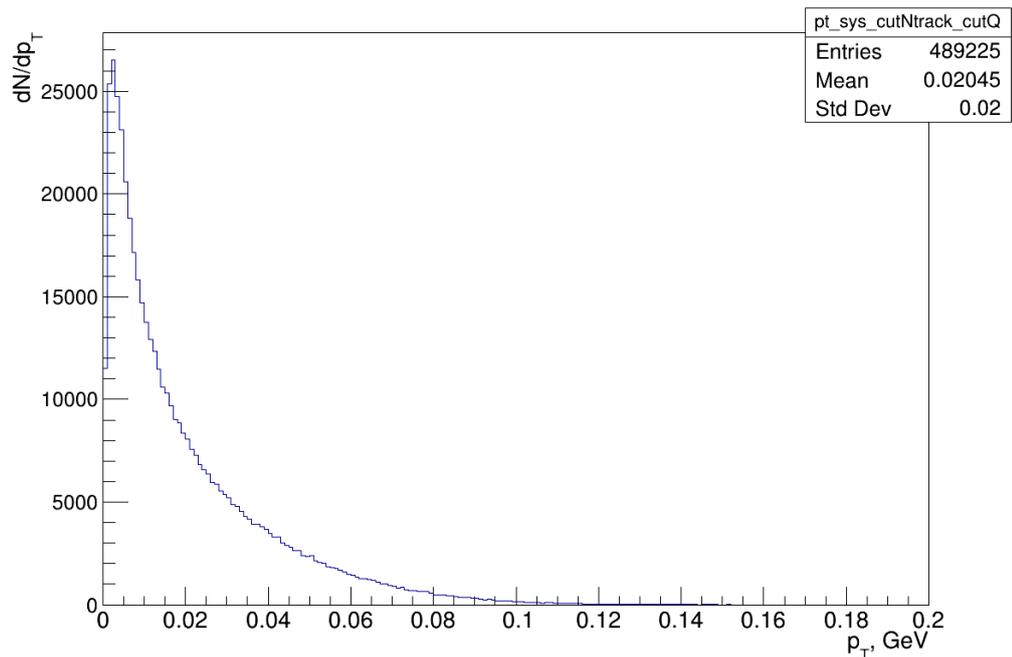
Как отмечалось выше, в процессе симуляции происходит моделирование шумов, которые необходимо исключить, так как цель полного моделирования в данной работе – понять, как выглядит сигнал исследуемого процесса после реконструкции. С помощью класса ElementLink можно определить, имеет ли реконструированное событие связь со сгенерированным, это позволило отбросить 9% фоновых событий.

На рисунке 14 приведены распределения по поперечному импульсу системы четырех заряженных пионов ( $p_T^{Atrk}$ ) для сгенерированных на STARLIGHT событий и реконструкции, имеющие характерный для ультрапериферических столкновений вид (рис. 15). Наблюдается пик в районе 0.1 ГэВ, что, как отмечалось выше, есть следствие когерентного рождения двух  $\rho^0$  мезонов. Ограничение на поперечный импульс  $p_T^{Atrk} < 0.12$  ГэВ

позволяет отрезать «хвост» в распределении, а в наложении на реальные данные должно помочь отбросить часть фоновых событий.



а)



б)

Рисунок 14 — Распределения по поперечному импульсу системы четырех заряженных пионов с ограничениями:  $N^{track} = 4, \sum Q = 0$  : (а) реконструкция, (б) STARLIGHT

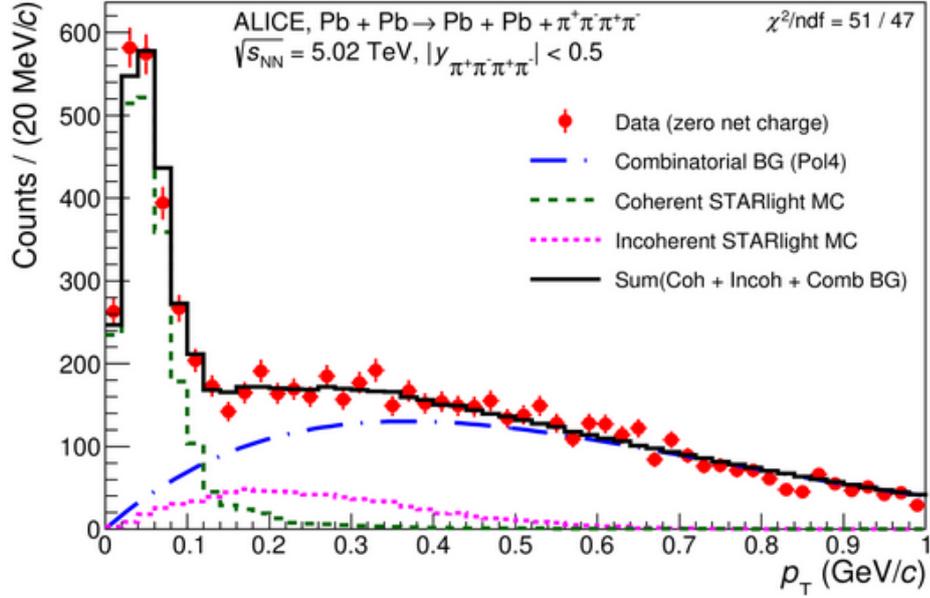


Рисунок 15 — Распределение по поперечному импульсу системы четырех заряженных пионов для данных ALICE по ультрапериферическим столкновениям  $Pb - Pb$  с энергией центра масс  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ

На рисунке 16 представлено распределение по  $d_0$  трека, а на рисунке 17 — по псевдобыстроте трека.

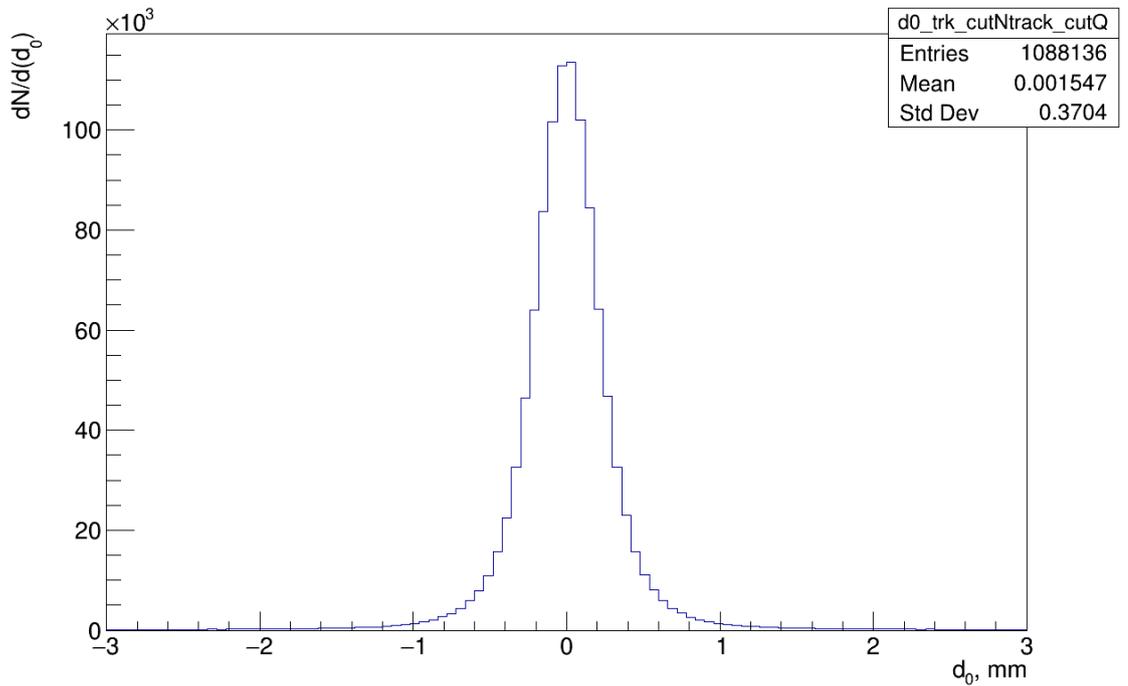
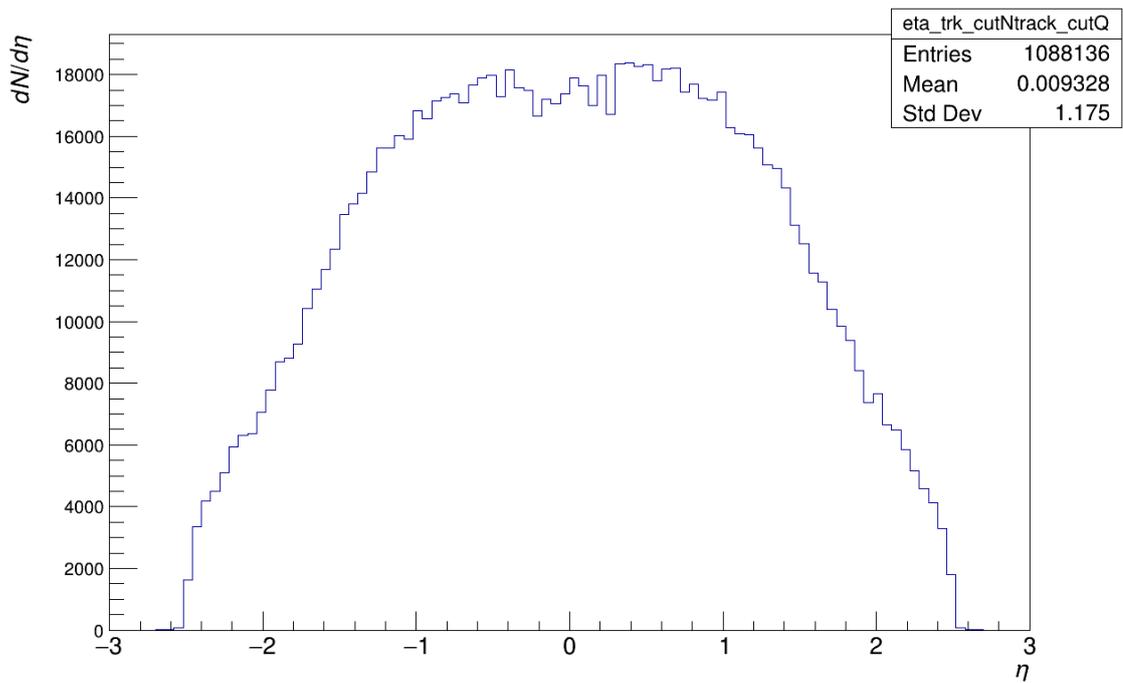
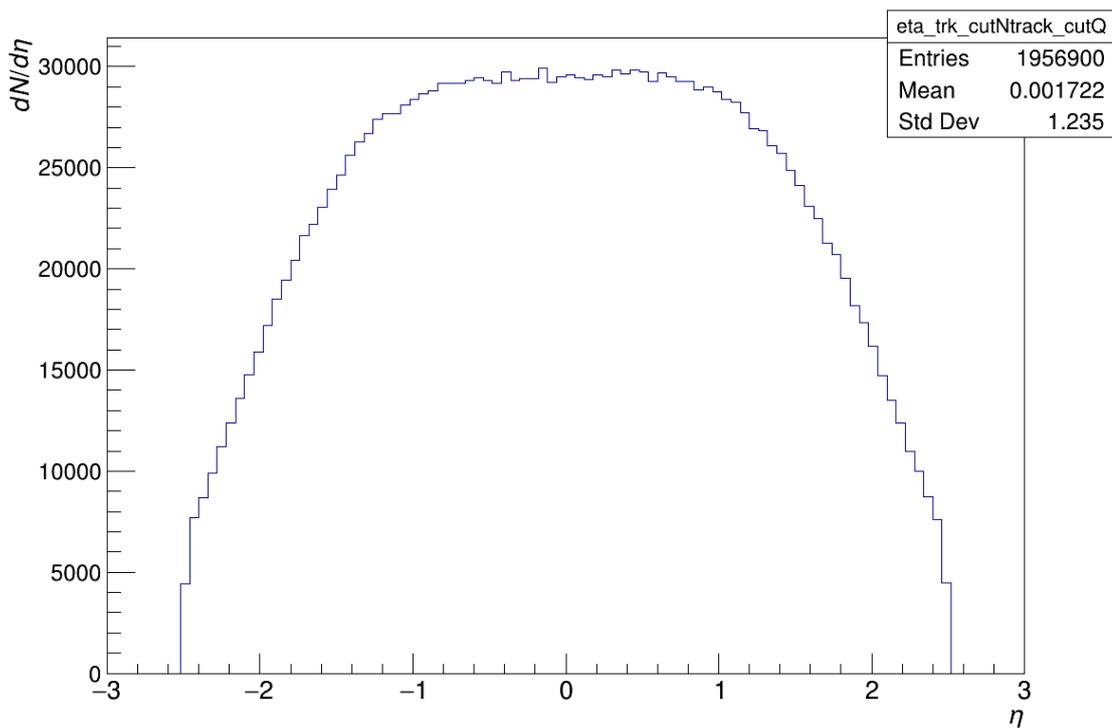


Рисунок 16 — Распределения по  $d_0$  заряженного пиона с ограничениями:  $N^{track} = 4, \sum Q = 0$



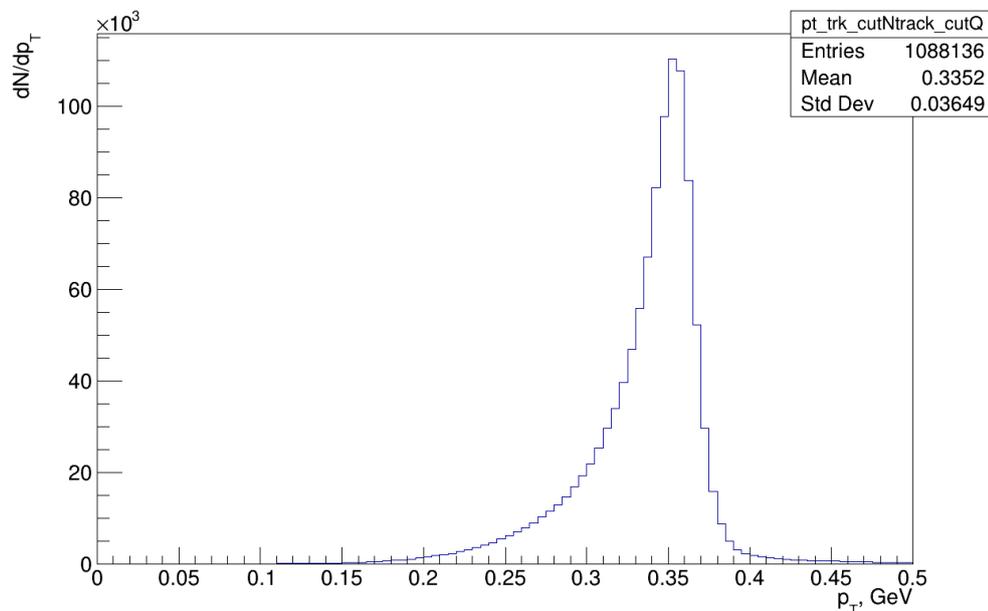
а)



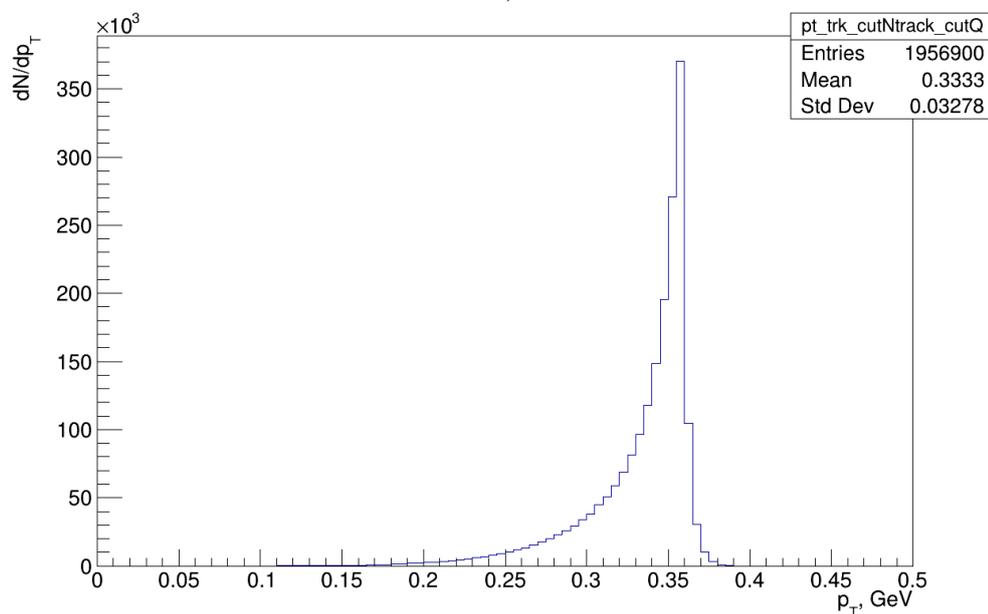
б)

Рисунок 17 — Распределения по псевдобыстроте заряженного пиона с ограничениями:  $N^{track} = 4, \sum Q = 0$  : а) реконструкция, б) STARLIGHT

На рисунке 18 приведено распределение по поперечному импульсу заряженного пиона, виден пик в области 0.35 ГэВ, что соответствует половине массы  $\rho^0$  мезона. Ограничения  $p_T^{trk} > 0.2, 0.225, 0.25, 0.3$  ГэВ, исходя из вида распределения, должны помочь выделить интересующий сигнал в экспериментальных данных.



а)



б)

Рисунок 18 — Распределения по поперечному импульсу заряженного пиона с ограничениями:  $N^{track} = 4, \sum Q = 0$  : а) реконструкция, б) STARLIGHT

Исследуемая реакция – распад двух  $\rho^0$  мезонов на четыре заряженных пиона ( $\rho^0\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ ). Для того, чтобы определить, какая пара пионов к какому мезону относится в выходном файле STARLIGHT позиции треков строго фиксированы по принадлежности к  $\rho^0$  мезонам (1,2 треки – первый  $\rho^0$  мезон; 3,4 треки – второй  $\rho^0$  мезон). После этапа реконструкции выходной файл имеет тот же формат, что и экспериментальные данные, то есть содержит информацию о треках частиц и не включает сведения об их родителях, однако к ним можно обратиться с помощью класса ElementLink. Поэтому имеется возможность посмотреть на параметры двухпионных систем после реконструкции с знанием того, какие треки каким  $\rho^0$  мезоном порождены, и попытаться найти критерий, по которому для реальных данных можно разделить пионы по принадлежности к одному и тому же мезону.

Так как поперечный импульс двух  $\rho^0$  мезонов мал, то они рождаются «стоячими», то есть можно считать, что рождение двух пионов происходит в их системе покоя, поэтому они разлетаются примерно на  $180^\circ$ , что наблюдается на распределении по полярному углу между двумя заряженными пионами в случае, когда они рождены от одного  $\rho^0$  мезона (рис. 19), следовательно, ограничивая этот угол ( $\Delta\phi > 3.0$ ), можно разделить пары треков по их принадлежности к одному и тому же мезону.

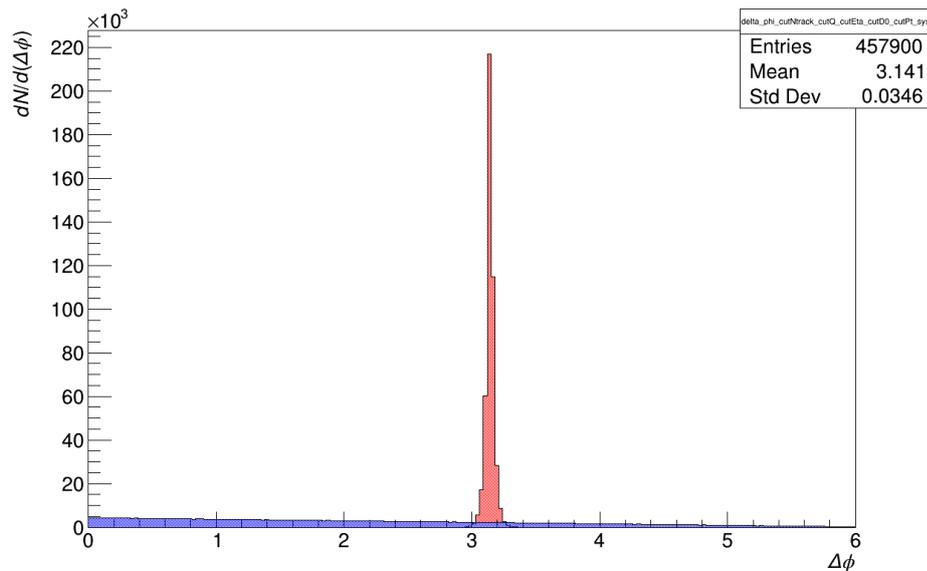


Рисунок 19 — Распределения по полярному углу между заряженными пионами с ограничениями:  $N^{track} = 4$ ,  $\sum Q = 0$ ,  $|\eta^{track}| < 2.4$ ,  $|d_0^{track}| < 1.5$  мм,  $p_T^{Atrk} < 0.12$  ГэВ, красный – от одного  $\rho^0$  мезона, синий – от разных  $\rho^0$  мезонов

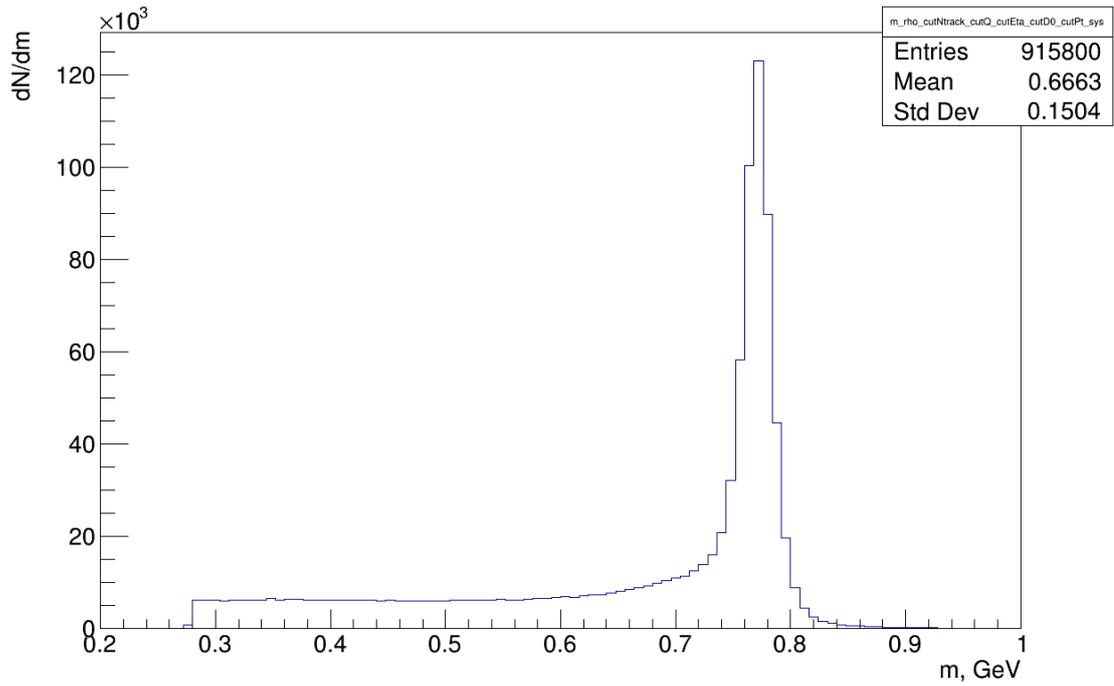
На рисунке 20 приведены распределения по инвариантной массе системы двух заряженных пионов для всех возможных комбинаций по параметрам треков с суммарным нулевым зарядом (а), с учетом ограничения на полярный угол между ними и для случая, когда точно знаем, что они рождены одним и тем же  $\rho^0$  мезоном (б). Заметно, что выбранное ограничение действительно практически разделяет пионы по их принадлежности к одному и тому же мезону.

Точно также были построены распределения по поперечному импульсу системы двух заряженных пионов (рис. 21). Исходя из их вида, для анализа данных можно попробовать добавить ограничение на поперечный импульс двух треков с нулевым суммарным зарядом  $p_T^{2trk} < 0.12$  ГэВ с целью выделения нужного сигнала.

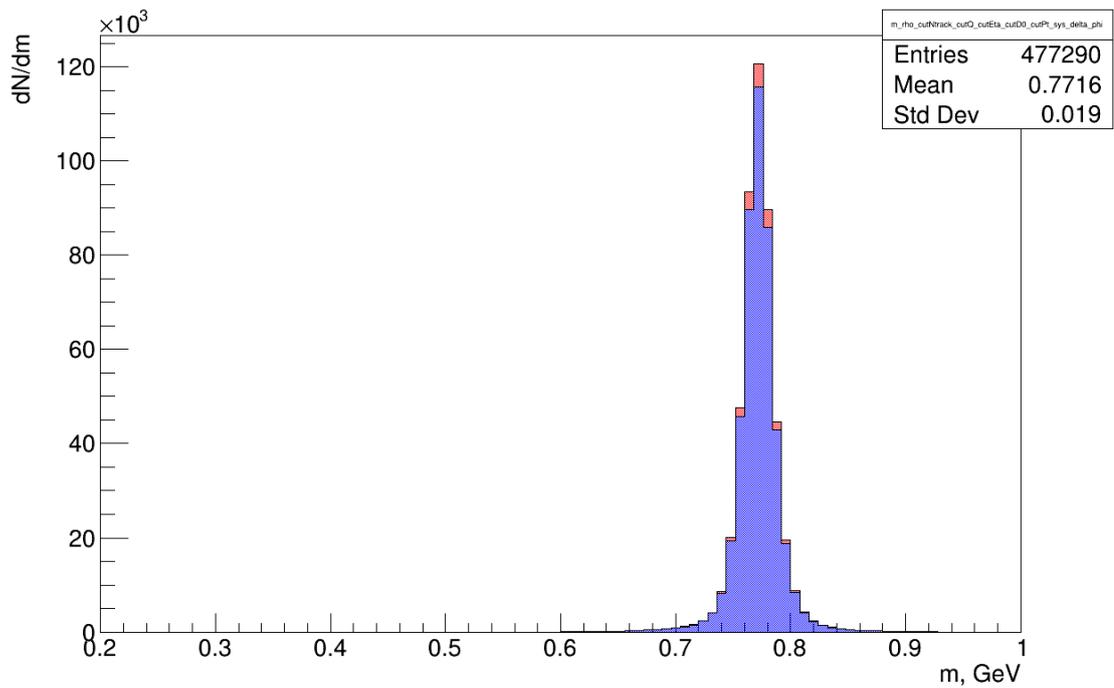
На рисунке 22 представлено распределение по инвариантной массе системы четырех заряженных пионов для сгенерированных на STARLIGHT событий и реконструкции. Разброс по массе для реконструированных событий в сравнении с данными MC связан с наличием у реального детектора энергетического разрешения, не позволяющего измерить энергию точно, что было учтено в его модели на этапе симуляции.

У  $\rho^0$  мезона большая ширина, в связи с этим инвариантная масса двух таких мезонов не может иметь строго фиксированное значение, как наблюдается на рис. 22(б). Поэтому используемый в данной работе Монте-Карло генератор STARLIGHT не является надежным источником понимания того, как для исследуемого процесса выглядят распределения рассмотренных выше величин, но так как альтернативы нет, приходится опираться на данные некорректно работающего генератора.

На рисунке 23 представлено распределение по скорости системы четырех заряженных пионов, а на рисунке 24 эффективность реконструкции этой физической величины.

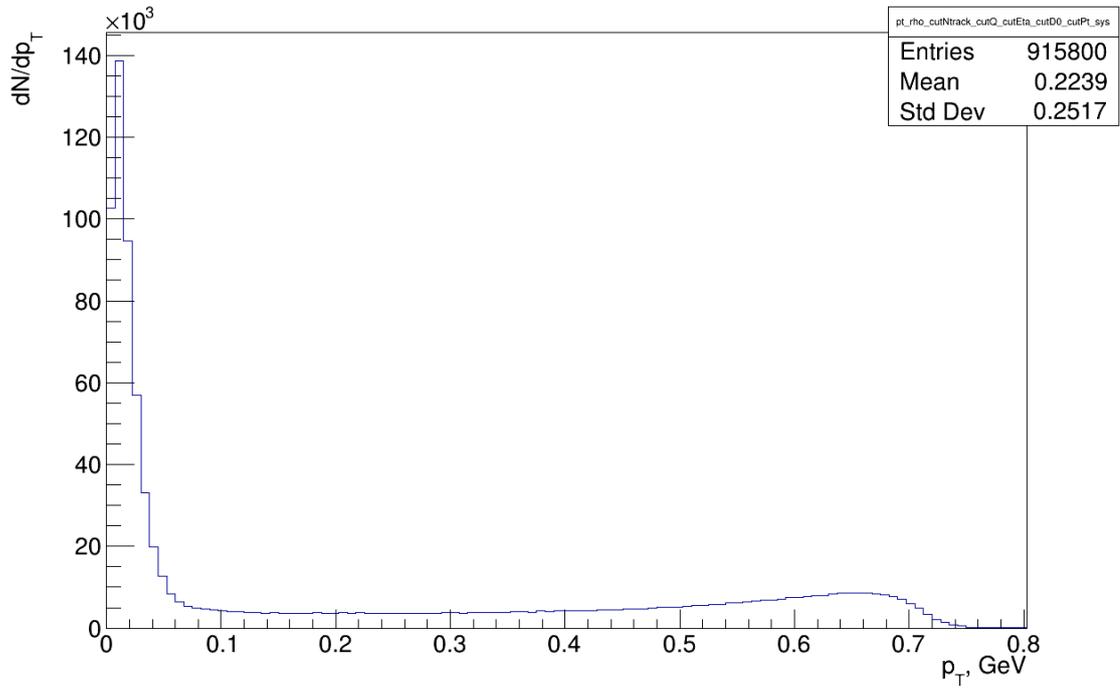


а)

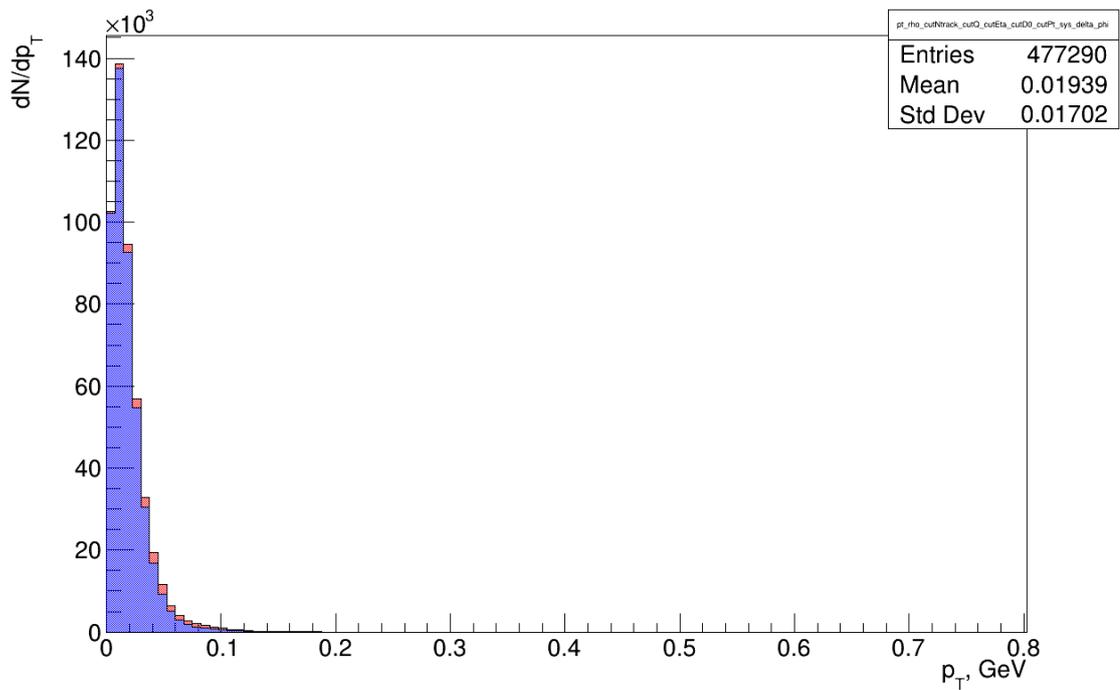


б)

Рисунок 20 — Распределения по инвариантной массе системы двух заряженных пионов с ограничениями:  $N^{track} = 4$ ,  $\sum Q = 0$ ,  $|\eta^{track}| < 2.4$ ,  $|d_0^{track}| < 1.5$  мм,  $p_T^{Atrk} < 0.12$  ГэВ : а) для всех комбинаций пар треков с  $\sum q = 0$  , б) красный – добавление ограничения  $\Delta\phi < 3.0$ , синий – от одного  $\rho^0$  мезона

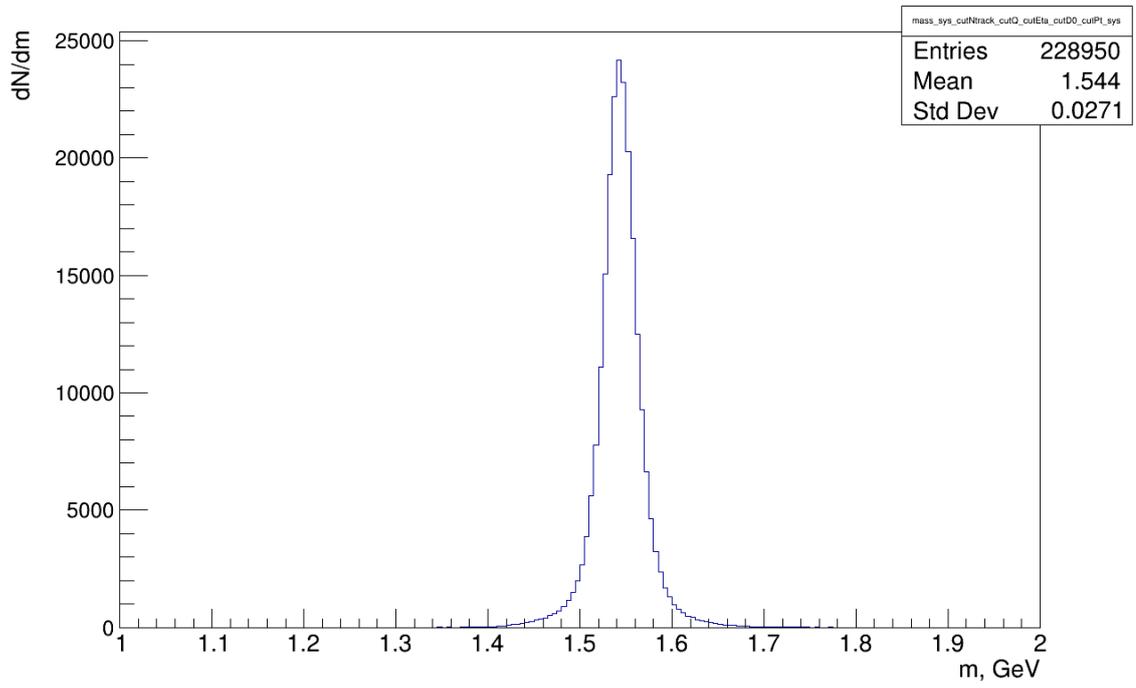


а)

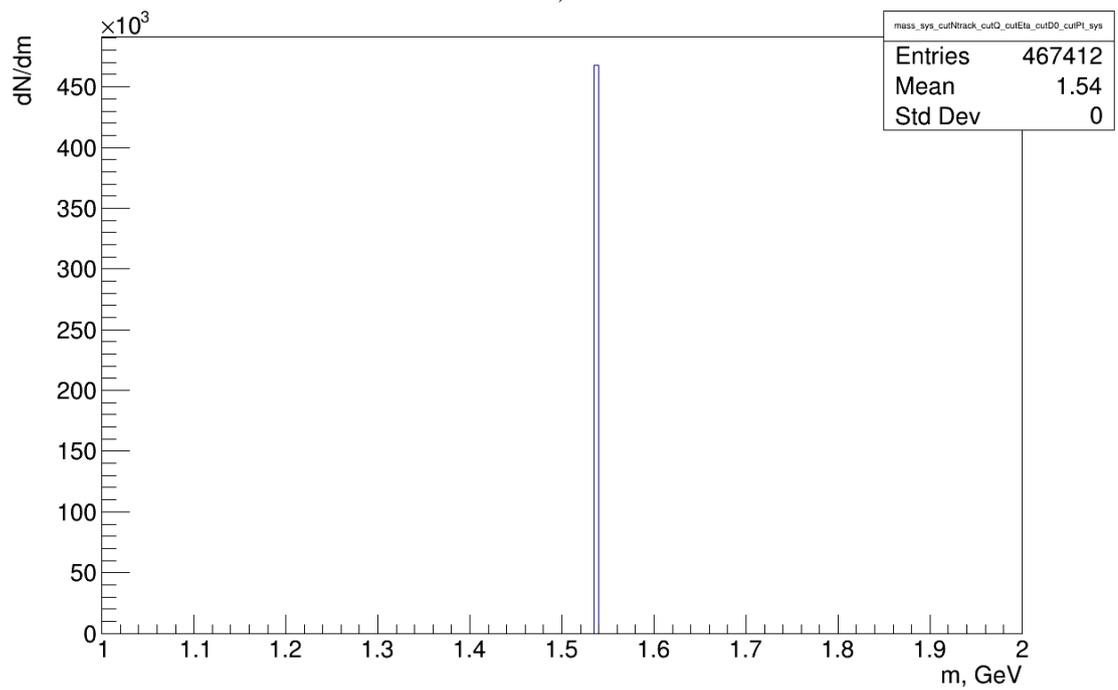


б)

Рисунок 21 — Распределения по поперечному импульсу системы двух заряженных пионов с ограничениями:  $N^{track} = 4$ ,  $\sum Q = 0$ ,  $|\eta^{track}| < 2.4$ ,  $|d_0^{track}| < 1.5$  мм,  $p_T^{Atrk} < 0.12$  ГэВ : а) для всех комбинаций пар треков с  $\sum q = 0$ , б) красный — добавление ограничения  $\Delta\phi < 3.0$ , синий — от одного  $\rho^0$  мезона

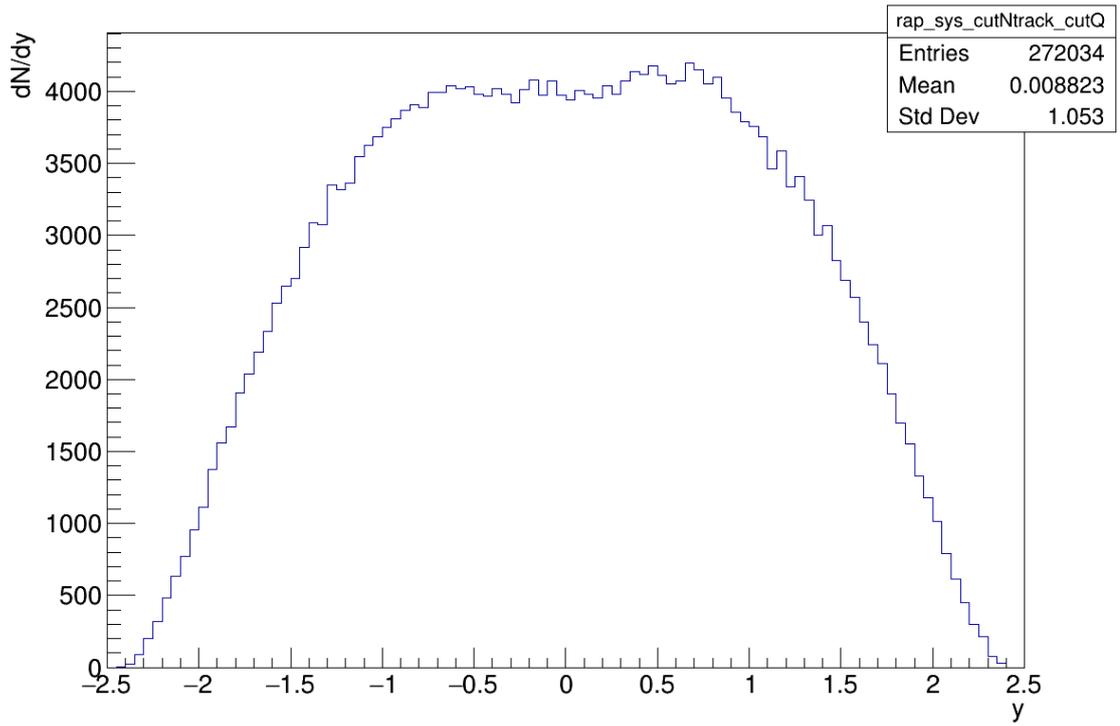


а)

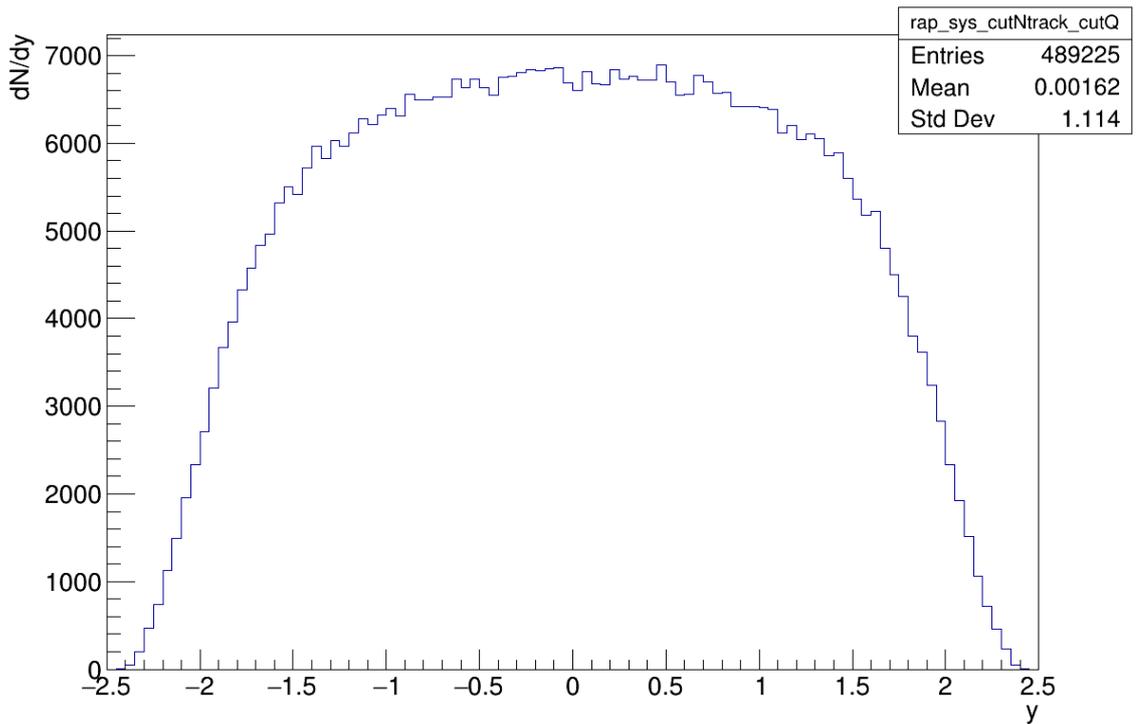


б)

Рисунок 22 — Распределения по инвариантной массе системы четырех заряженных пионов с ограничениями:  $N^{track} = 4$ ,  $\sum Q = 0$ ,  $|\eta^{track}| < 2.4$ ,  $|d_0^{track}| < 1.5$  мм,  $p_T^{Attrk} < 0.12$  ГэВ : а) реконструкция, б) STARLIGHT



а)



б)

Рисунок 23 — Распределения по быстрой системе четырех заряженных пионов с ограничениями:  $N^{track} = 4, \sum Q = 0$  : а) реконструкция, б) STARLIGHT

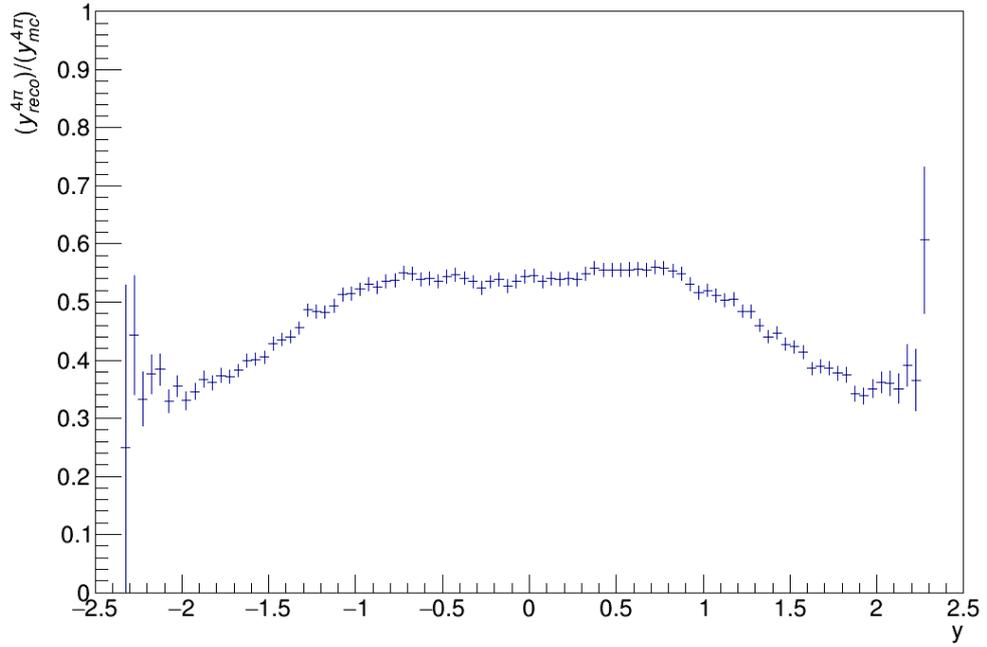


Рисунок 24 — Эффективность реконструкции быстроты системы четырех заряженных пионов

Как отмечалось выше, пара  $\rho^0$  мезонов в УПС может рождаться не только в результате двухфотонного взаимодействия, но и за счет механизма двойного рассеяния. В STARLIGHT, к сожалению, данный канал не реализован.

## 3 АНАЛИЗ ДАННЫХ

Все данные, получаемые с детекторов на БАК, хранятся в виде наборов контейнеров и могут иметь размер нескольких терабайт, в то время как пользователю CERN предоставляется 10 гигабайт на lxplus и 1 терабайт на eos (eos – дисковая служба хранения данных). В разных контейнерах находятся разные данные, но не все из них актуальны для того или иного анализа. Например, информация о струях, мюонах и электронах не используется в текущей работе. Для возможности локальной работы с экспериментальными данными специалистами в области физики высоких энергий применяется LCG(LHC Computing Grid) – всемирная вычислительная служба, предназначенная для обработки и хранения большого объема информации с БАК.

Время работы БАК разделяют на блоки (блоки светимости) по интегральной светимости (светимость – «инструментальная» характеристика коллайдера – число актов столкновения в единицу площади и в единицу времени, соответственно интегральная светимость – светимость  $\times$  время работы ускорителя). Так как БАК работает не непрерывно и существует некоторая вероятность возникновения различных внештатных ситуаций в самом детекторе ATLAS, то при обработке экспериментальных данных нужно брать в расчет только те события, которые регистрировались во время стабильной работы детектора и коллайдера. Информация о всех хороших блоках светимости таких событий хранится в GoodRunList (GRL). В представленной работе рассматривались события с учетом GRL.

Двухфотонные процессы характеризуются малой множественностью в центральных детекторах, также для выделения УПС используется Калориметр Нулевого Угла (ZDC). ZDC расположен на расстоянии 140 м от точки столкновения пучков и предназначен для регистрации нейтронов, испускаемых тяжелыми ионами для снятия возбуждения. Так как в изучаемой при анализе данных реакции образования пары  $\rho^0$  мезонов после

взаимодействия ядра остаются в основном состоянии, то не происходит выделение нейтронов и, соответственно, не появляются сигналы в калориметрах. С целью выделения событий с малой множественностью и отсутствием энерговыделения в калориметрах в экспериментальных данных был использован триггер HLT\_mb\_sptrk\_L11ZDC\_A\_1ZDC\_C\_VTE200.

В 64-х наборах данных 2023 года (приложение А) по ультрапериферическим столкновениям ионов свинца с энергией 5.36 ТэВ/нуклон с хорошими прогонами было  $2.6 \cdot 10^9$  событий, после наложения триггера их число составило  $4.04 \cdot 10^6$ .

На рисунке 25 представлено распределение по блокам светимости для четырехтрековых событий, прошедших отбор по триггеру, в зависимости от номера датасета, самыми объемными из них являются последние наборы данных.

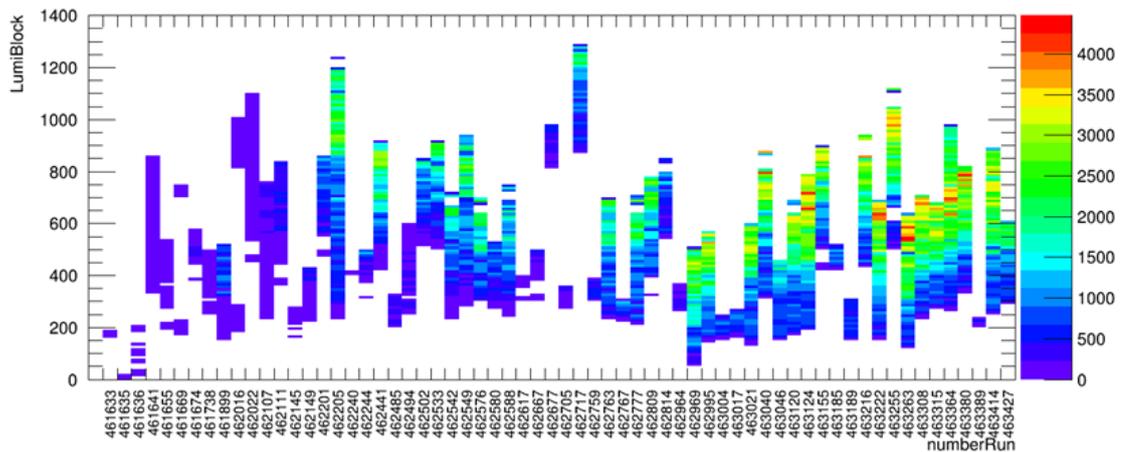


Рисунок 25 — Распределение по блокам светимости в зависимости от номера датасета для четырехтрековых событий, прошедших отбор по триггеру

Так как цель анализа – это поиск образования пары  $\rho^0$  мезонов и их последующий распад на четыре заряженных пиона, то следующими ограничениями для отбора событий будут являться ограничения на количество треков и их суммарный заряд.

Хиты или «попадания» во внутреннем детекторе (Pixel, SCT, TRT) реконструируются в треки посредством последовательного выполнения множества алгоритмов – от формирования «зёрен» («зерно» – три пространственные точки в пиксельных и микростриповых кремниевых детекторах, которые предположительно могут происходить от трека заряженной частицы) до разрешения наложений между кандидатами на треки и отсеивания

«фальшивых» траекторий движения заряженных частиц. В ходе анализа были применены минимальные требования к «хорошим» трекам – один хит в Pixel ( $n^{pixel} \geq 1$ ) и два хита в SCT ( $n^{SCT} \geq 2$ ).

С учетом ограничений по количеству треков ( $N^{track} = 4$ ), их суммарному заряду ( $\sum Q = 0$ ) и хитам ( $n^{pixel} \geq 1$ ,  $n^{SCT} \geq 2$ ) число событий составило  $2.3 \cdot 10^6$ .

На рисунке 26 представлено распределение по поперечному импульсу системы четырех заряженных пионов с учетом ограничений на число треков, число хитов и суммарный заряд, заштрихованная область соответствует фоновым событиям  $\sum Q \neq 0$ . В области малых значений  $p_T$  виден характерный для УПС пик, демонстрирующий наличие когерентного взаимодействия и предварительно относящийся к исследуемому сигналу. Для отбора событий, относящихся к когерентному взаимодействию, в дальнейшем будет использоваться ограничение  $p_t^{Atrk} < 0.12$  ГэВ.

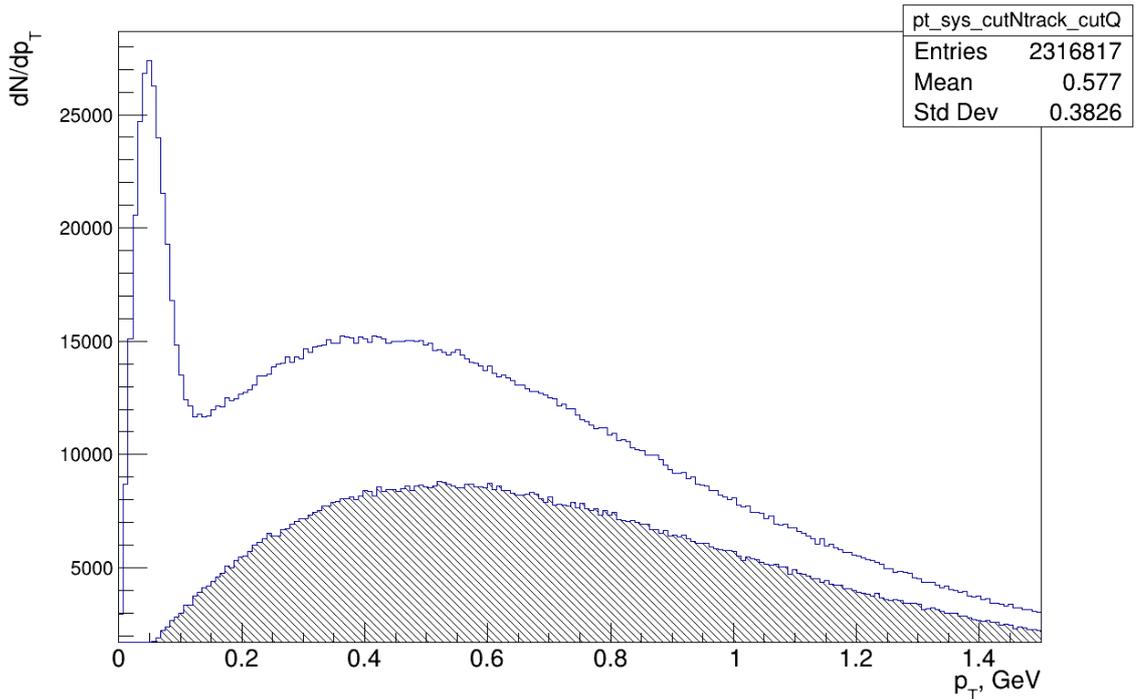


Рисунок 26 — Распределения по поперечному импульсу системы четырех заряженных пионов с ограничениями:  $n^{pixel} \geq 1$ ,  $n^{SCT} \geq 2$ ,  $N^{track} = 4$ ,  $\sum Q = 0$ ; заштрихованная область – фон

На рисунке 27 представлено распределение по псевдобытроту трека.

На рисунке 28 приведено распределение по поперечному прицельному параметру относительно измеренной вершины столкновения  $d_0$  трека, а

на рисунке 29 – двумерное распределения по  $d_0$  для всех возможных комбинаций треков с учетом ограничений по хитам, суммарному заряду и числу треков (29 (а)) и дополнительно с ограничением  $p_T^{Atrk} < 0.12$  ГэВ (29 (б)). Как и предполагалось в ходе анализа МС данных, ограничение по поперечному импульсу системы четырех заряженных пионов ( $p_T^{Atrk} < 0.12$  ГэВ) позволило подавить часть фоновых событий, что видно на рис. 29 (б).

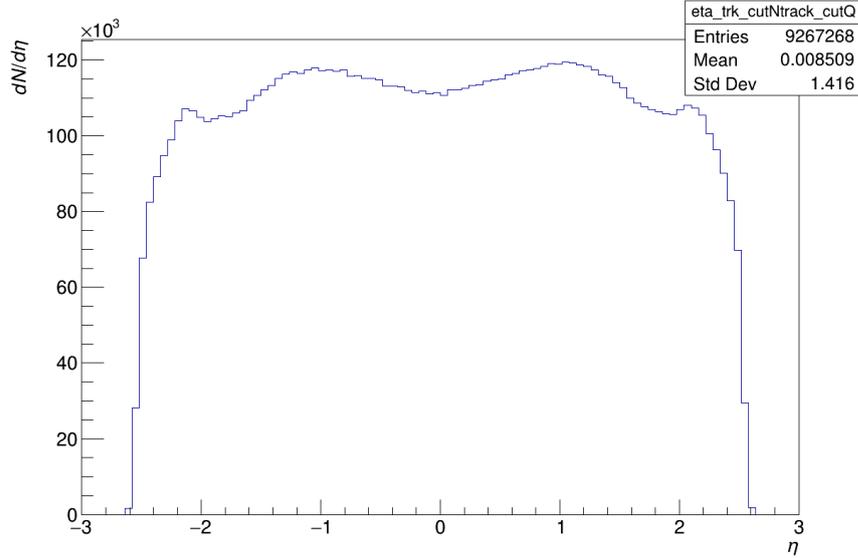


Рисунок 27 — Распределения по псевдобыстроте трека с ограничениями:  $n^{pixel} \geq 1$ ,  $n^{SCT} \geq 2$ ,  $N^{track} = 4$ ,  $\sum Q = 0$

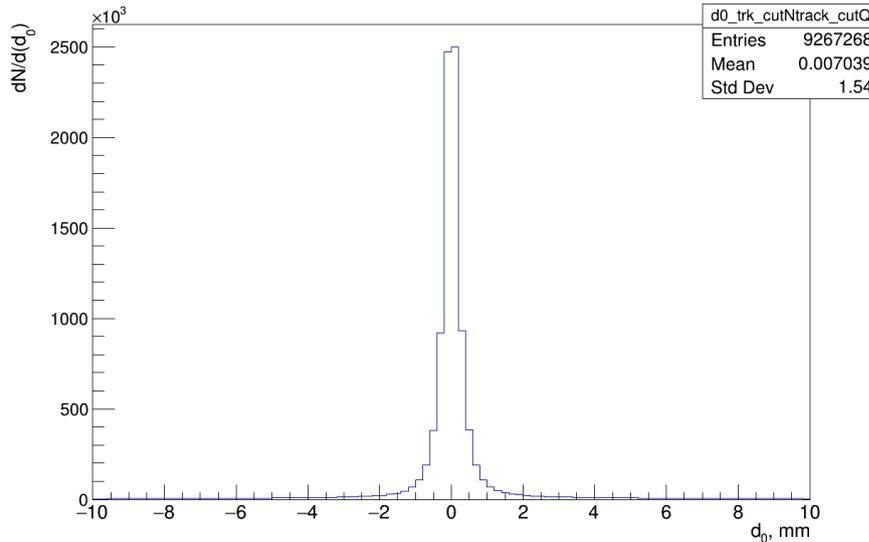
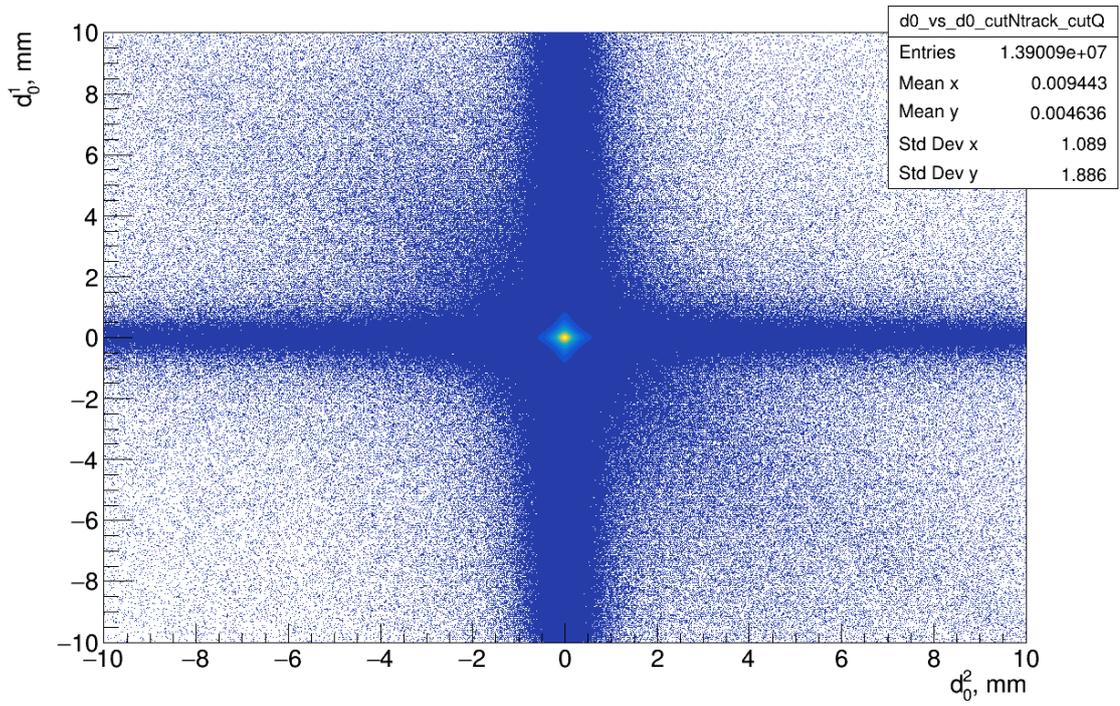
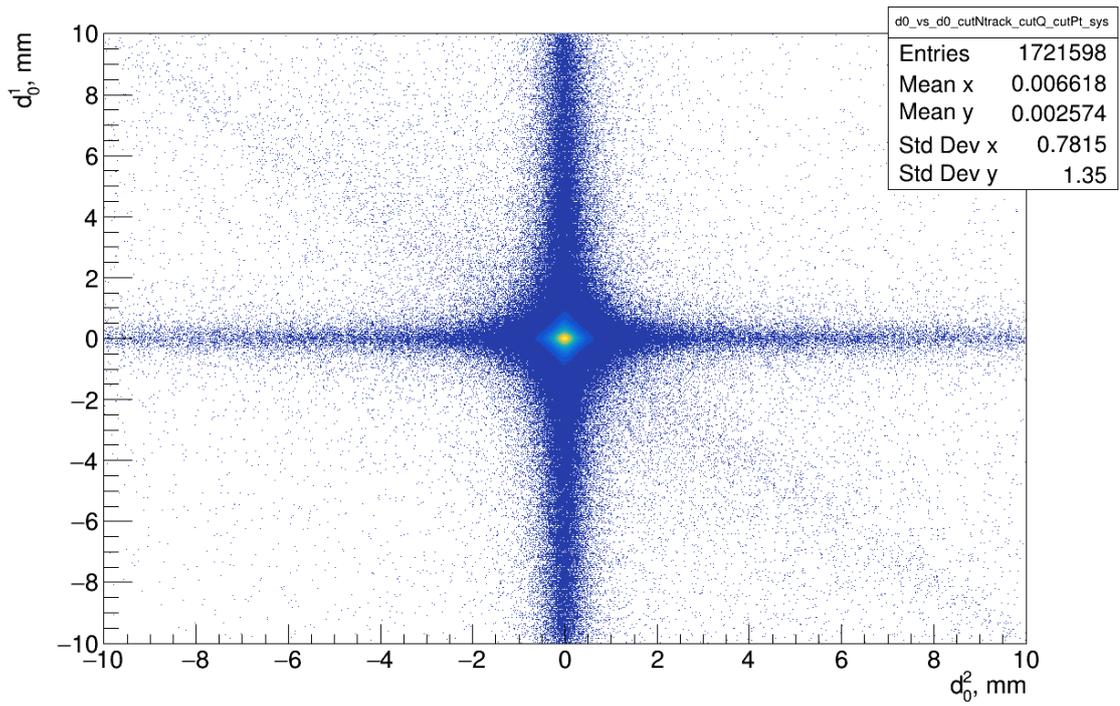


Рисунок 28 — Распределения по  $d_0$  трека с ограничениями:  $n^{pixel} \geq 1$ ,  $n^{SCT} \geq 2$ ,  $N^{track} = 4$ ,  $\sum Q = 0$



а)



б)

Рисунок 29 — Двумерное распределения по  $d_0$  треков с ограничениями: а)  $n^{pixel} \geq 1$ ,  $n^{SCT} \geq 2$ ,  $N^{track} = 4$ ,  $\sum Q = 0$ , б)  $+p_T^{4trk} < 0.12$  ГэВ

На рисунке 30 представлены распределения по поперечному импульсу заряженного пиона с последовательным наложением ограничений, основная доля событий лежит в области малых значений  $p_T$ . Поперечные импульсы всех треков больше 0.1 ГэВ, что связано с пределом возможностей измерений детектора ATLAS.

На рисунке 31 представлены распределения по инвариантной массе системы четырех заряженных пионов с последовательным наложением всех ограничений. Исходя из вида распределения по поперечному импульсу трека (рис 18(a)), полученного в результате полного моделирования, ожидалось, что ограничение  $p_T^{track} > 0.3$  ГэВ будет хорошо выделять исследуемый сигнал. Однако при рассмотрении распределений 31(в)–31(е), выяснилось, что увеличение ограничения на поперечный импульс трека сигнал больше режет, нежели выделяет, поэтому в дальнейшем в работе будет использоваться ограничение  $p_T^{track} > 0.2$  ГэВ.

На рисунке 32 приведено распределение по быстрой системе четырех заряженных пионов с последовательным наложением всех ограничений.

На рисунке 33 (а) представлено распределения по поперечному импульсу системы двух заряженных пионов для четырехтрековых событий с учетом ограничений по хитам, суммарному заряду, псевдобыстрой,  $d_0$  и числу треков. После ограничений  $p_T^{4trk} < 0.12$  ГэВ и  $p_T^{track} > 0.2$  ГэВ (рис. 33 (в)) более ярко выделяется пик в области малых значений  $p_T$ , предварительно соответствующий когерентному образованию  $\rho^0$  мезона, поэтому к уже имеющемуся набору ограничений ( $n^{pixel} \geq 1$ ,  $n^{SCT} \geq 2$ ,  $N^{track} = 4$ ,  $\sum Q = 0$ ,  $|\eta^{track}| < 2.4$ ,  $|d_0^{track}| < 1.5$  мм,  $+p_T^{4trk} < 0.12$  ГэВ,  $+p_T^{track} > 0.2$  ГэВ) будет добавлено ограничение по поперечному импульсу двух заряженных треков  $p_T^{2trk} < 0.12$  ГэВ.

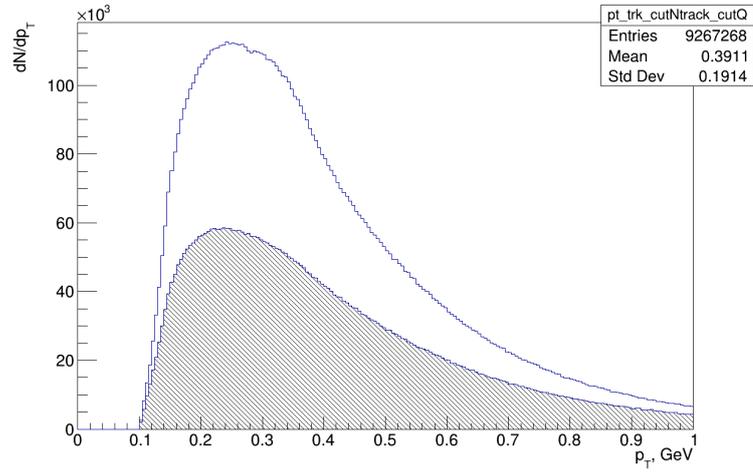
На рисунке 34 приведены распределения по поперечному импульсу, инвариантной массе и быстрой системе четырех заряженных пионов после наложения ограничения  $p_T^{2trk} < 0.12$  ГэВ. Сравнивая 34(а) и 34(б), видим, что введенное ограничение сильно режет сигнал, но в то же время хорошо отделяет его от фона.

На рисунке 35 (а) представлено двумерное распределение инвариантной массы от поперечного импульса системы двух заряженных пионов с

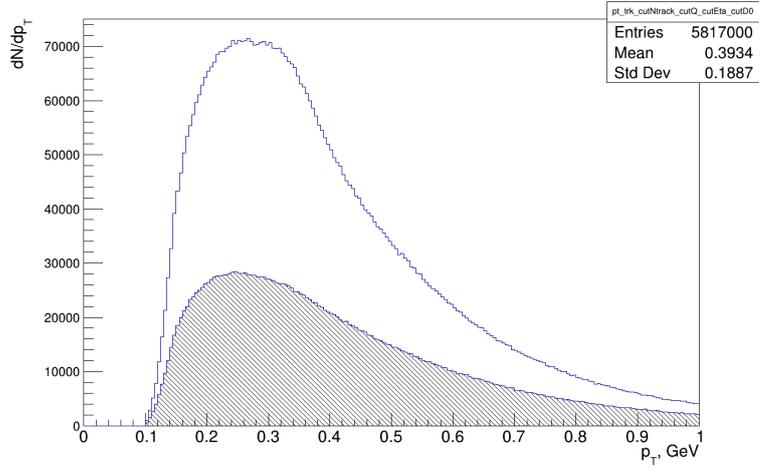
ограничениями по хитам, суммарному заряду, псевдобыстроте,  $d_0$  и числу треков. После наложения ограничения  $p_T^{4trk} < 0.12$  выделяется сигнал в области малых  $p_T$  и инвариантной массе в районе 0.8 ГэВ, что предварительно соответствует области массы  $\rho^0$  мезона.

Были построены распределения по инвариантной массе системы двух заряженных пионов для четырехтрековых событий (рис. 36). На рисунке 36(а) в районе 0.5 ГэВ виден небольшой пик, предположительно отвечающий распаду  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ . Последовательные наложения ограничений  $p_T^{4trk} < 0.12$  ГэВ (б),  $p_T^{track} > 0.2$  ГэВ (в),  $p_T^{2trk} < 0.12$  ГэВ (г) уменьшают вклад фоновых событий, выделяя пик в области 0.7 – 0.8 ГэВ.

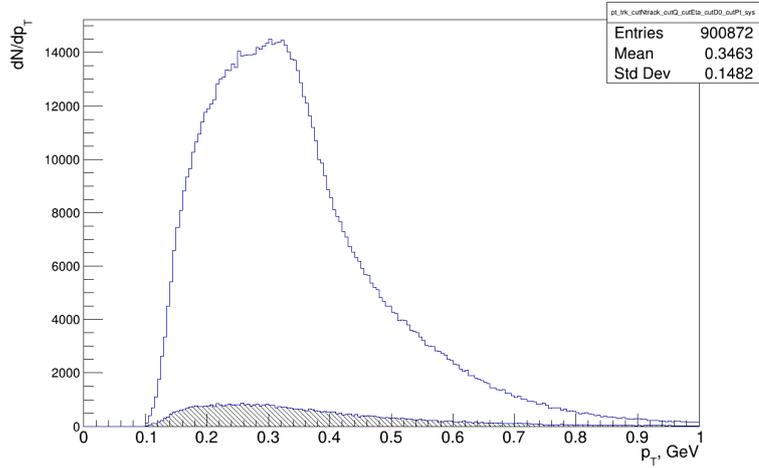
На рисунке 37 представлено двумерное распределение по инвариантной массе системы двух заряженных пионов для четырехтрековых событий. Выделяющийся после наложения всех ограничений пик указывает на наблюдении в экспериментальных данных двух частиц, инвариантная масса каждой из которых лежит в диапазоне массы  $\rho^0$  мезона.



а)

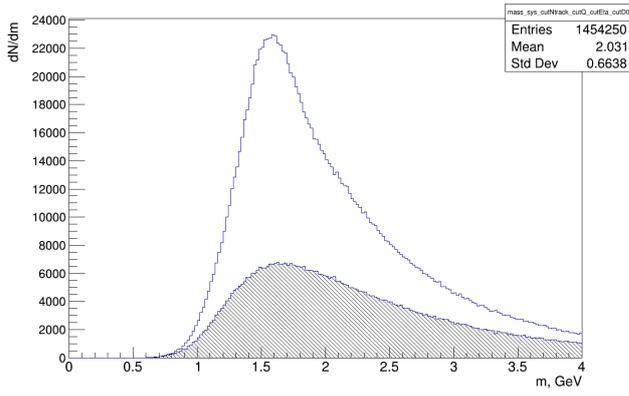


б)

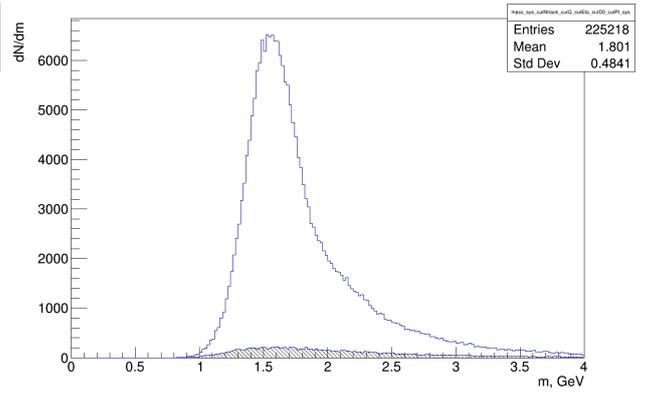


в)

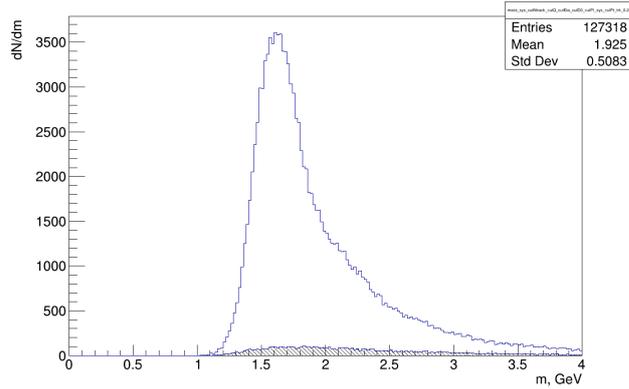
Рисунок 30 — Распределение по поперечному импульсу заряженного пиона : а) с ограничениями  $n^{pixel} \geq 1$ ,  $n^{SCT} \geq 2$ ,  $N^{track} = 4$ ,  $\sum Q = 0$  ; б)  $+|\eta^{track}| < 2.4$ ,  $|d_0^{track}| < 1.5$  мм ; в)  $+p_T^{4trk} < 0.12$  ГэВ; заштрихованная область - фон



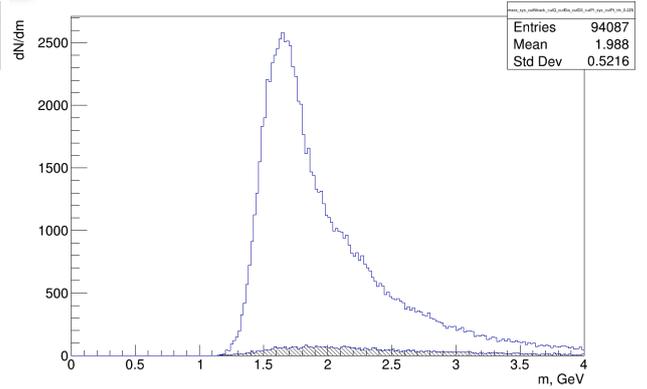
а)



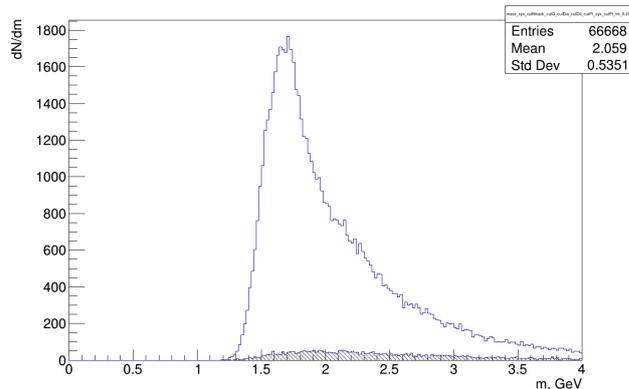
б)



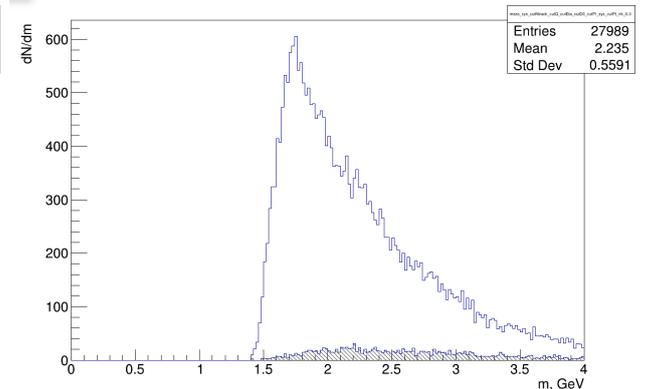
в)



г)

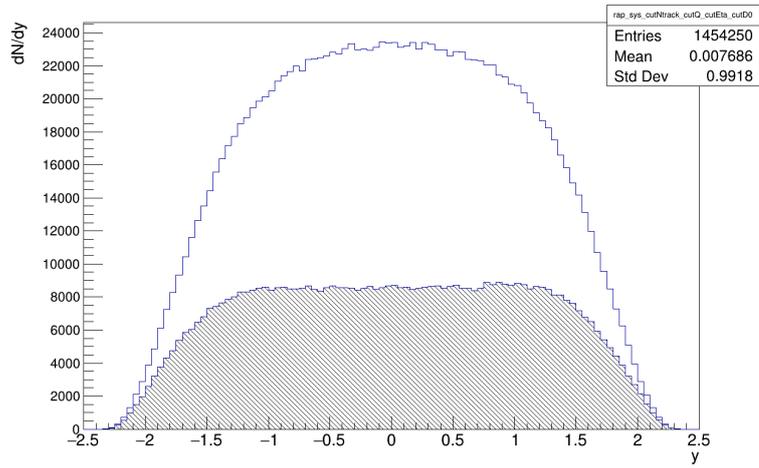


д)

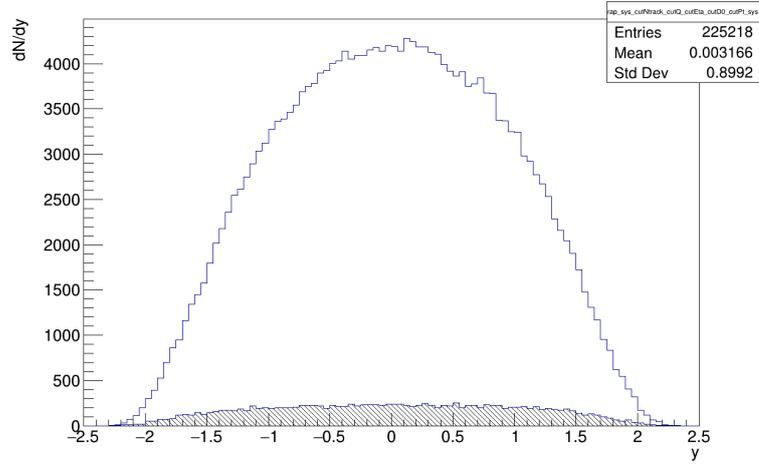


е)

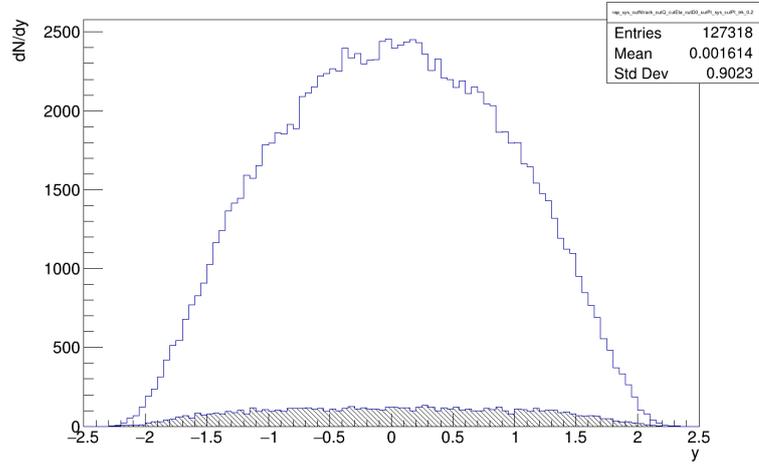
Рисунок 31 — Распределение по инвариантной массе системы четырех заряженных пионов с ограничениями : а)  $n^{pixel} \geq 1$ ,  $n^{SCT} \geq 2$ ,  $N^{track} = 4$ ,  $\sum Q = 0$ ,  $|\eta^{track}| < 2.4$ ,  $|d_0^{track}| < 1.5$  мм; б)  $+p_T^{4trk} < 0.12$  ГэВ; в)  $+p_T^{track} > 0.2$  ГэВ; г)  $+p_T^{track} > 0.225$  ГэВ; д)  $+p_T^{track} > 0.25$  ГэВ; е)  $+p_T^{track} > 0.3$  ГэВ; заштрихованная область – фон



а)

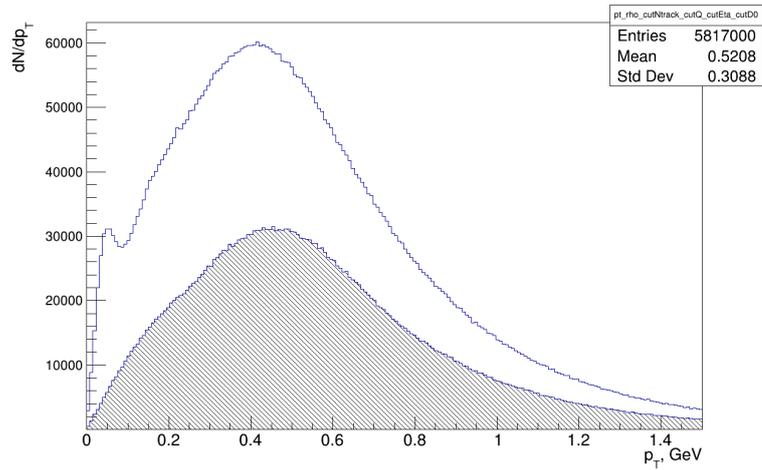


б)

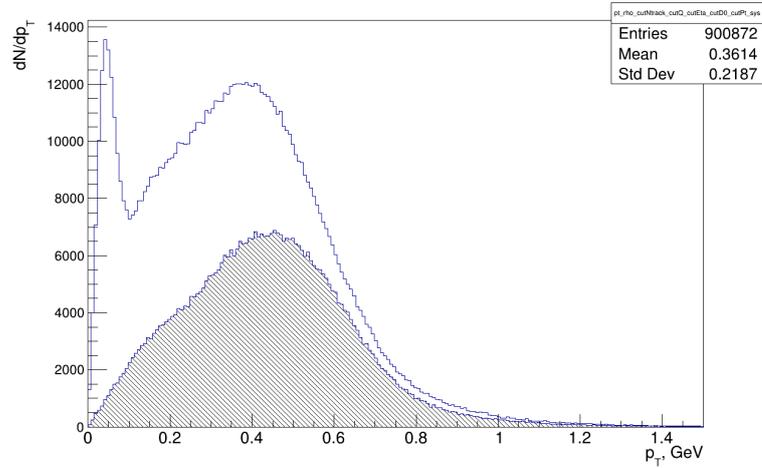


в)

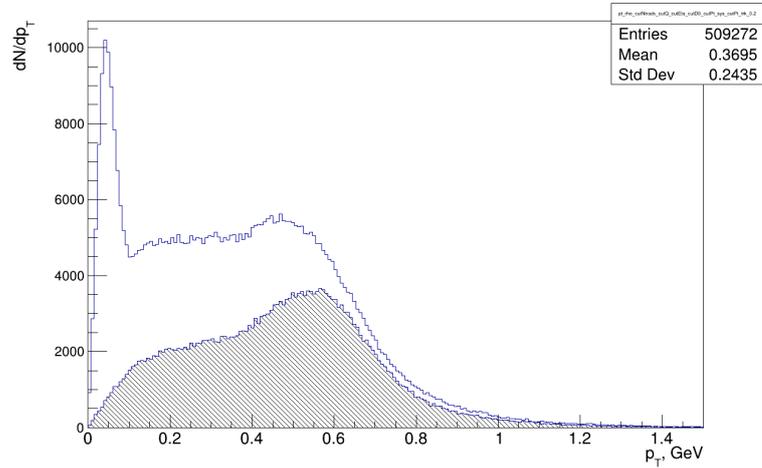
Рисунок 32 — Распределение по быстрой системе четырех заряженных пионов с ограничениями: а)  $n^{pixel} \geq 1$ ,  $n^{SCT} \geq 2$ ,  $N^{track} = 4$ ,  $\sum Q = 0$ ,  $|\eta^{track}| < 2.4$ ,  $|d_0^{track}| < 1.5$  мм; б)  $+p_T^{Atrk} < 0.12$  ГэВ; в)  $+p_T^{track} > 0.2$  ГэВ; заштрихованная область — фон



а)

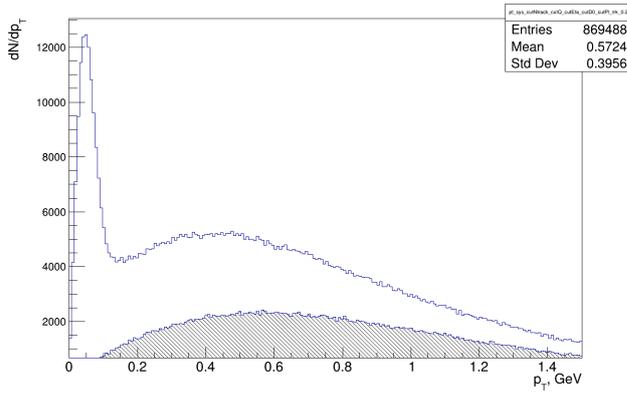


б)

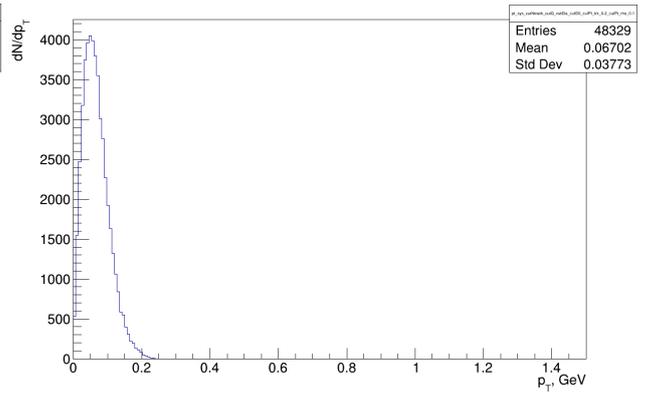


в)

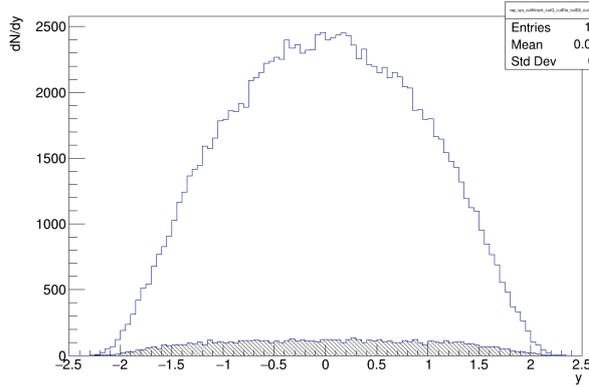
Рисунок 33 — Распределение по поперечному импульсу системы двух заряженных пионов с ограничениями: а)  $n^{pixel} \geq 1$ ,  $n^{SCT} \geq 2$ ,  $N^{track} = 4$ ,  $\sum Q = 0$ ,  $|\eta^{track}| < 2.4$ ,  $|d_0^{track}| < 1.5$  мм ; б)  $+p_T^{4trk} < 0.12$  ГэВ; в)  $+p_T^{track} > 0.2$  ГэВ; заштрихованная область – фон



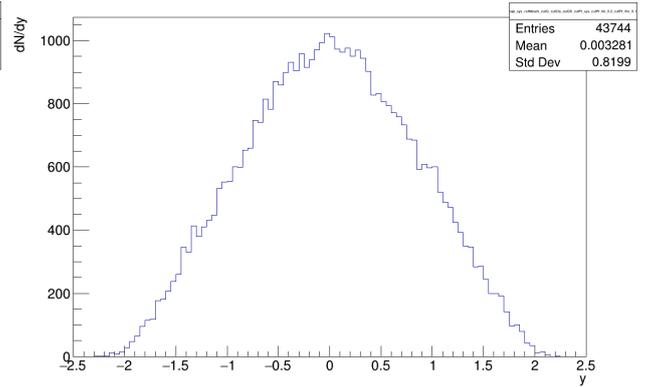
а)



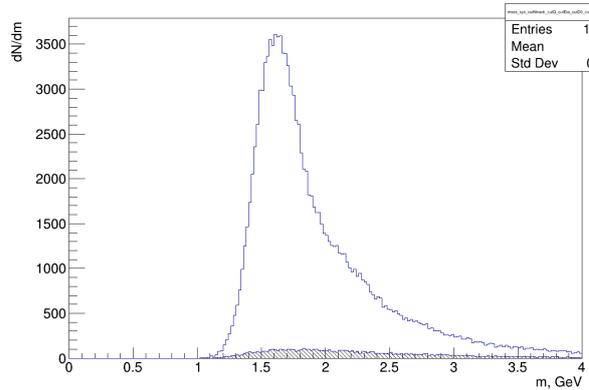
б)



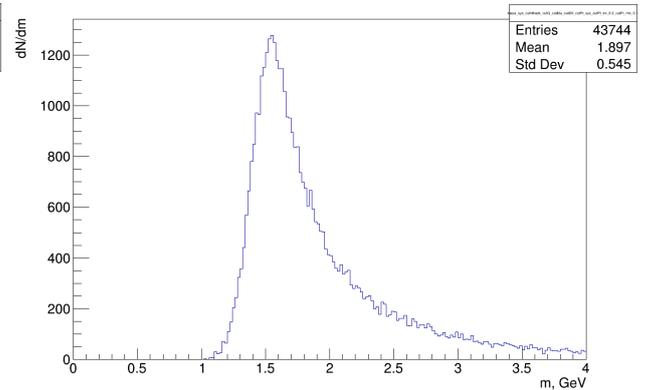
в)



г)

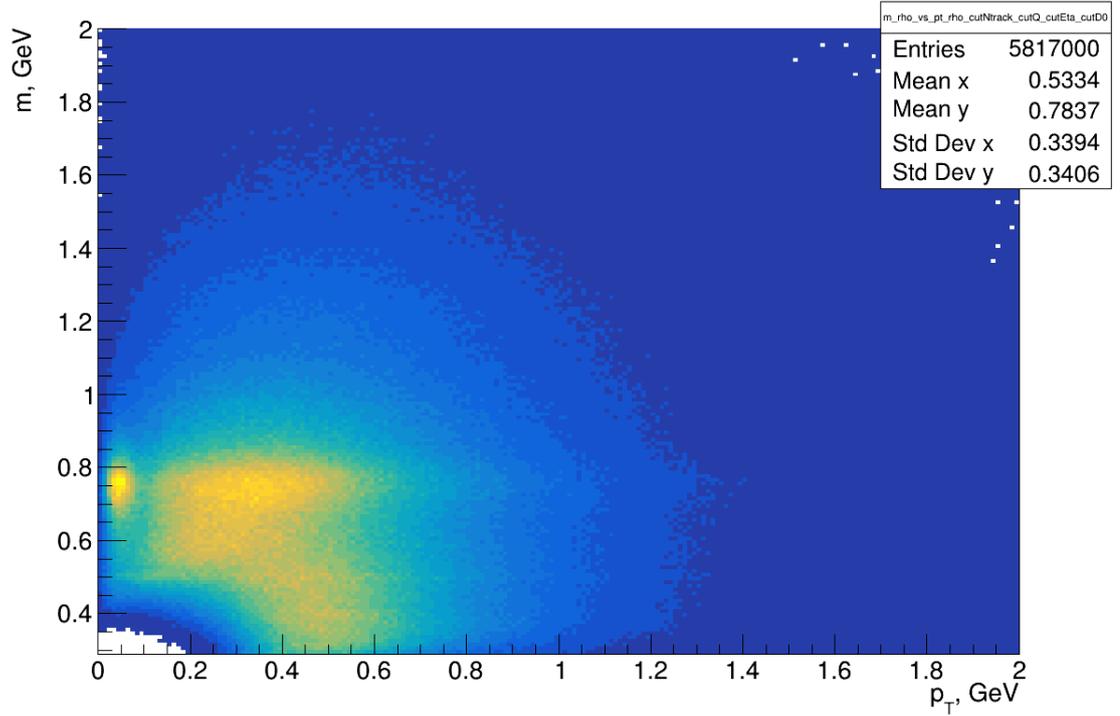


д)

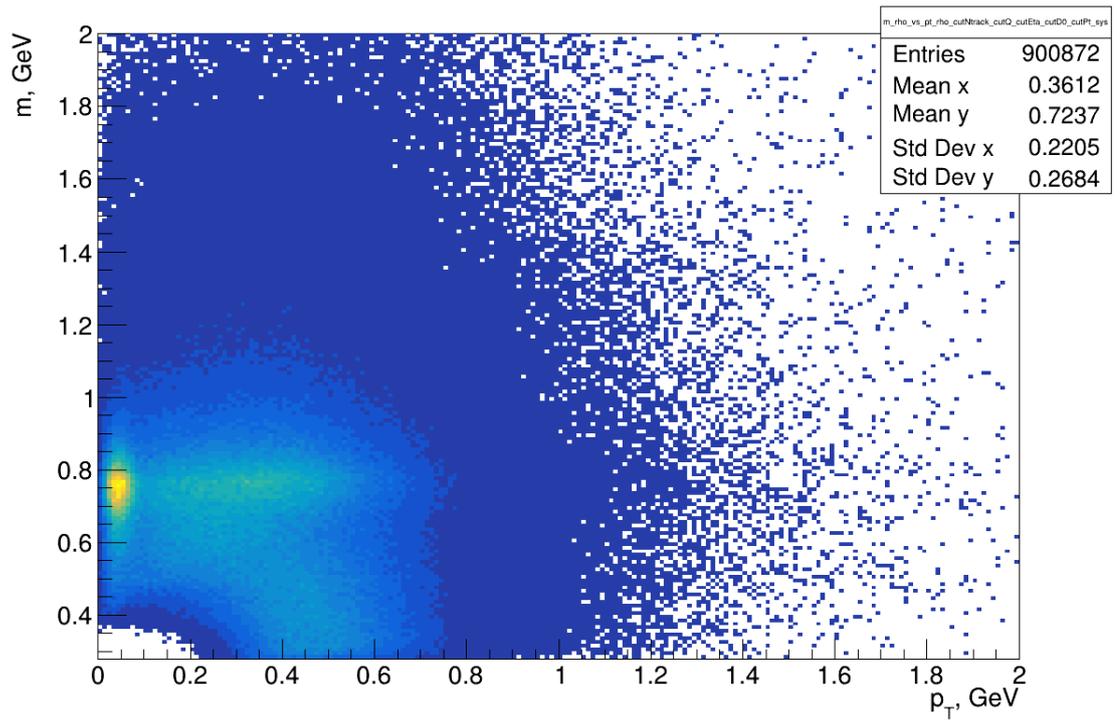


е)

Рисунок 34 — Распределения по поперечному импульсу (а,б), быстройте (в,г) и инвариантной массе (д,е) системы четырех заряженных пионов с ограничениями:  $n^{pixel} \geq 1$ ,  $n^{SCT} \geq 2$ ,  $N^{track} = 4$ ,  $\sum Q = 0$ ,  $|\eta^{track}| < 2.4$ ,  $|d_0^{track}| < 1.5$  мм,  $p_T^{track} > 0.2$  ГэВ (а)  $+p_T^{4trk} < 0.12$  ГэВ (в,д);  $+p_T^{2trk} < 0.12$  ГэВ (б,г,е); заштрихованная область – фон



a)



б)

Рисунок 35 — Двумерное распределения по поперечному импульсу и инвариантной массе системы двух заряженных пионов с ограничениями: а)  $n^{pixel} \geq 1$ ,  $n^{SCT} \geq 2$ ,  $N^{track} = 4$ ,  $\sum Q = 0$ ,  $|\eta^{track}| < 2.4$ ,  $|d_0^{track}| < 1.5$  мм, б)  $+p_T^{4trk} < 0.12$  ГэВ

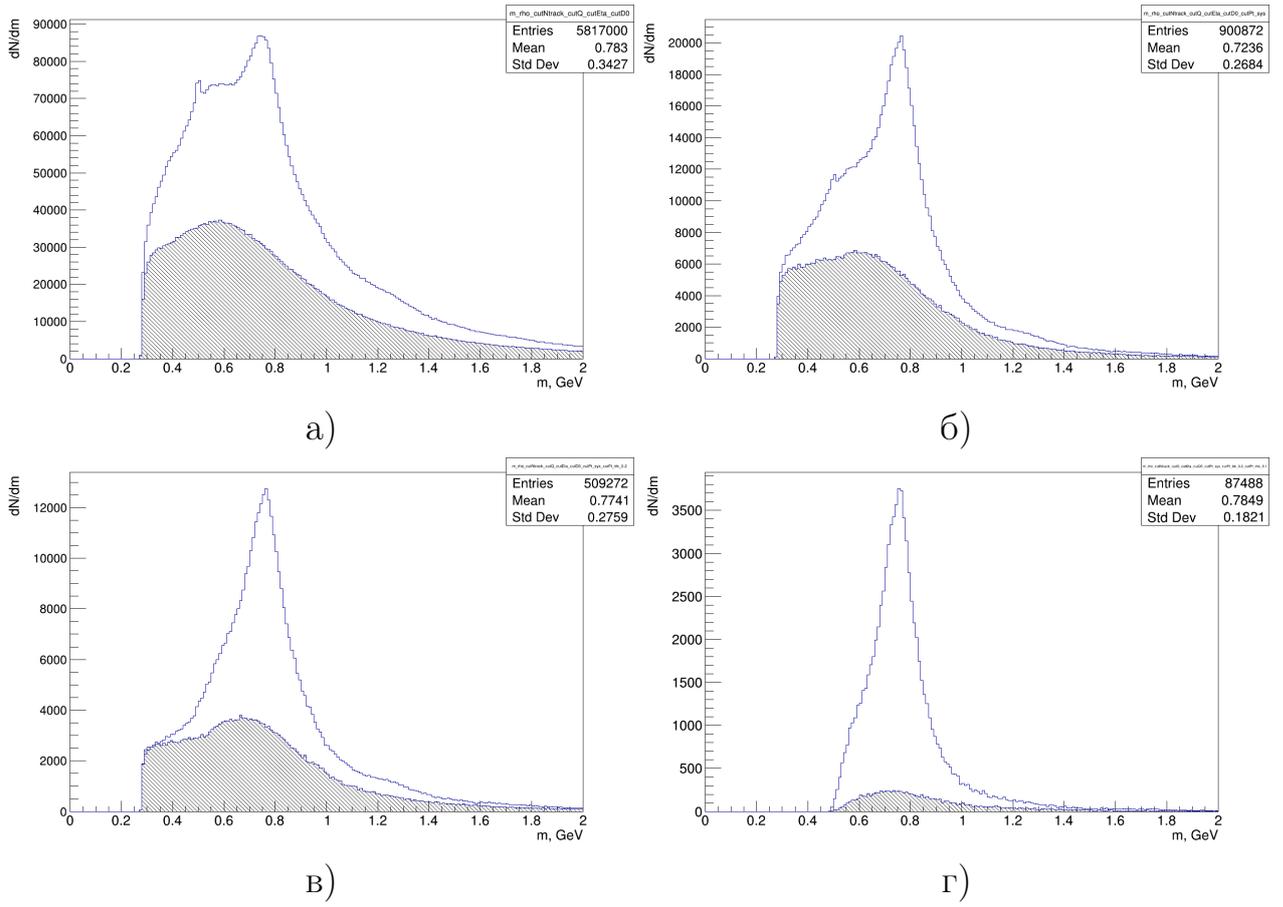
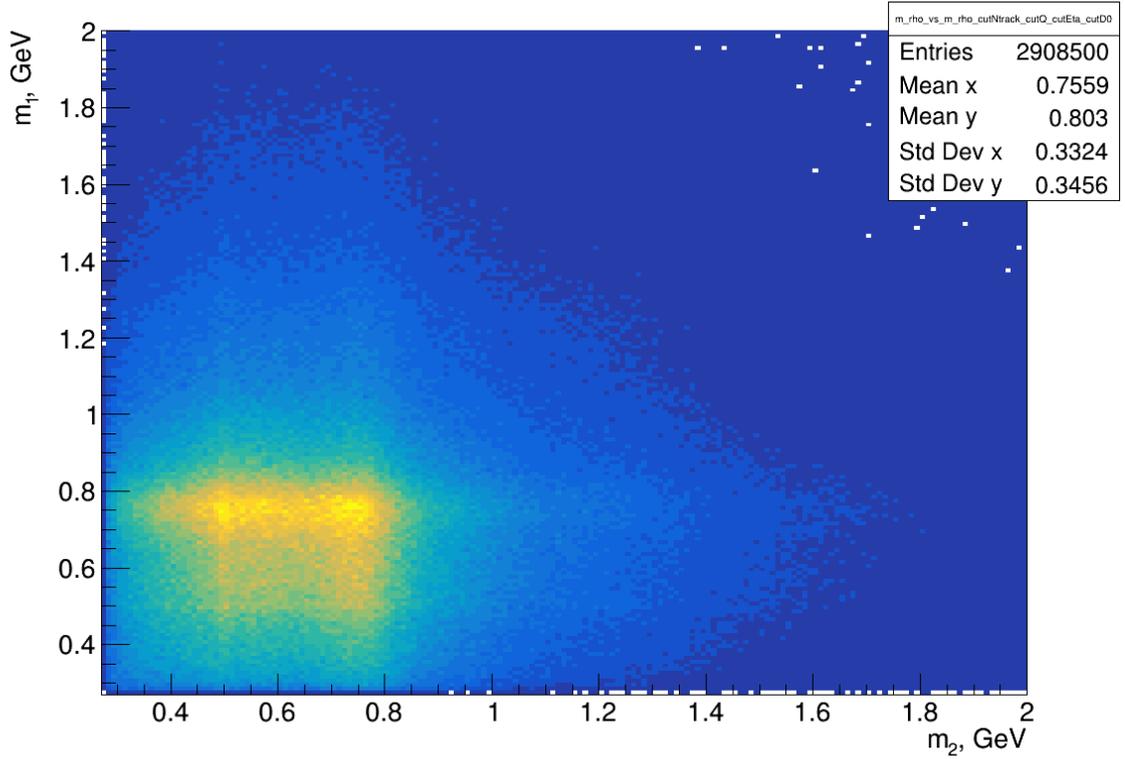
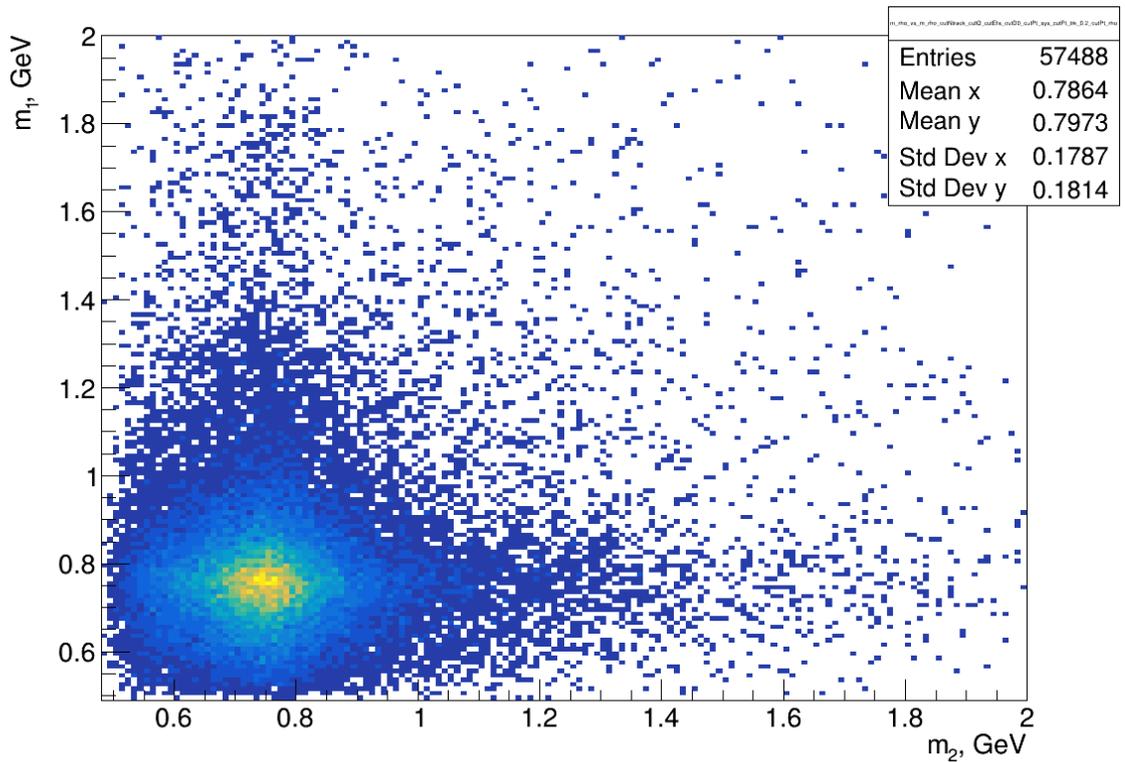


Рисунок 36 — Распределение по инвариантной массе системы двух заряженных пионов с ограничениями: а)  $n^{pixel} \geq 1$ ,  $n^{SCT} \geq 2$ ,  $N^{track} = 4$ ,  $\sum Q = 0$ ,  $|\eta^{track}| < 2.4$ ,  $|d_0^{track}| < 1.5$  мм; б)  $+p_T^{Atrk} < 0.12$  ГэВ; в)  $+p_T^{track} > 0.2$  ГэВ; г)  $+p_T^{2trk} < 0.12$  ГэВ; заштрихованная область – фон



а)



б)

Рисунок 37 — Двумерное распределения по поперечному инвариантной массе системы двух заряженных пионов с ограничениями: а)  $n^{pixel} \geq 1$ ,  $n^{SCT} \geq 2$ ,  $N^{track} = 4$ ,  $\sum Q = 0$ ,  $|\eta^{track}| < 2.4$ ,  $|d_0^{track}| < 1.5$  мм, б)  $+p_T^{Atrk} < 0.12$  ГэВ,  $p_T^{track} > 0.2$  ГэВ,  $p_T^{2trk} < 0.12$  ГэВ

Распределение Брейт-Вигнера используется в области физики высоких энергий для описания резонансов. Резонанс – возбужденное состояние адронов, имеющее малое время жизни ( $10^{-22} - 10^{-24}$  с) за счет чего не может непосредственно наблюдаться в экспериментах. К числу мезонных резонансов относится  $\rho^0$  мезон.

Распределение по инвариантной массе системы двух заряженных пионов (рис. 36(г)) для четырехтрековых событий было профитировано с помощью функции Сединга (3.1)[6]:

$$dN/dM_{\pi\pi} = \left| A_1 \frac{\sqrt{M_{\pi\pi} M_\rho \Gamma_\rho}}{M_{\pi\pi}^2 - M_\rho^2 + i M_\rho \Gamma_\rho} + B \right|^2 + f_p, \quad (3.1)$$

где  $A_1$  – амплитуда функции Брейт-Вигнера,  $B$  – амплитуда прямого не резонансного производства  $\pi^+\pi^-$ ,  $M_{\pi\pi}$  – инвариантная масса системы двух заряженных пионов,  $f_p$  – функция фита для комбинаторного фона,  $M_\rho$  – инвариантная масса  $\rho^0$  мезона,  $\Gamma_\rho$  – ширина, зависящая от импульса и равная:

$$\Gamma_\rho = \Gamma_0 \cdot (M_\rho/M_{\pi\pi}) \cdot [(M_{\pi\pi}^2 - 4m_\pi^2)/(M_\rho^2 - 4m_\pi^2)]^{3/2}, \quad (3.2)$$

$\Gamma_0$  – ширина  $\rho^0$  мезона,  $m_\pi$  – масса заряженного пиона ( $4m_\pi^2 \approx 0.078$  ГэВ<sup>2</sup>).

Переменные  $A_1$ ,  $B$ ,  $M_\rho$ ,  $\Gamma_0$  функции 3.1 являются параметрами фита.

Распределение на рисунке 36 также было профитировано функцией Росса-Стодольского (3.3)[6]:

$$dN/dM_{\pi\pi} = \left| A_2 \frac{\sqrt{M_{\pi\pi} M_\rho \Gamma_\rho}}{M_{\pi\pi}^2 - M_\rho^2 + i M_\rho \Gamma_\rho} \right|^2 \left( \frac{M_\rho}{M_{\pi\pi}} \right)^n + f_p, \quad (3.3)$$

где  $A_2$  – амплитуда функции Брейт-Вигнера,  $M_{\pi\pi}$  – инвариантная масса системы двух заряженных пионов,  $f_p$  – функция фита для комбинаторного фона,  $M_\rho$  – инвариантная масса  $\rho^0$  мезона,  $\Gamma_\rho$  см.3.2,  $n$  – параметр отклонения от функции Брейт-Вигнера.

Переменные  $A_2$ ,  $n$ ,  $M_\rho$ ,  $\Gamma_0$  функции 3.3 являются параметрами фита.

Результат фитирования распределения 36 функцией 3.1 приведен на рисунке 38, функцией 3.3 – на рисунке 39. В таблице 2 представлены параметры фитирования.

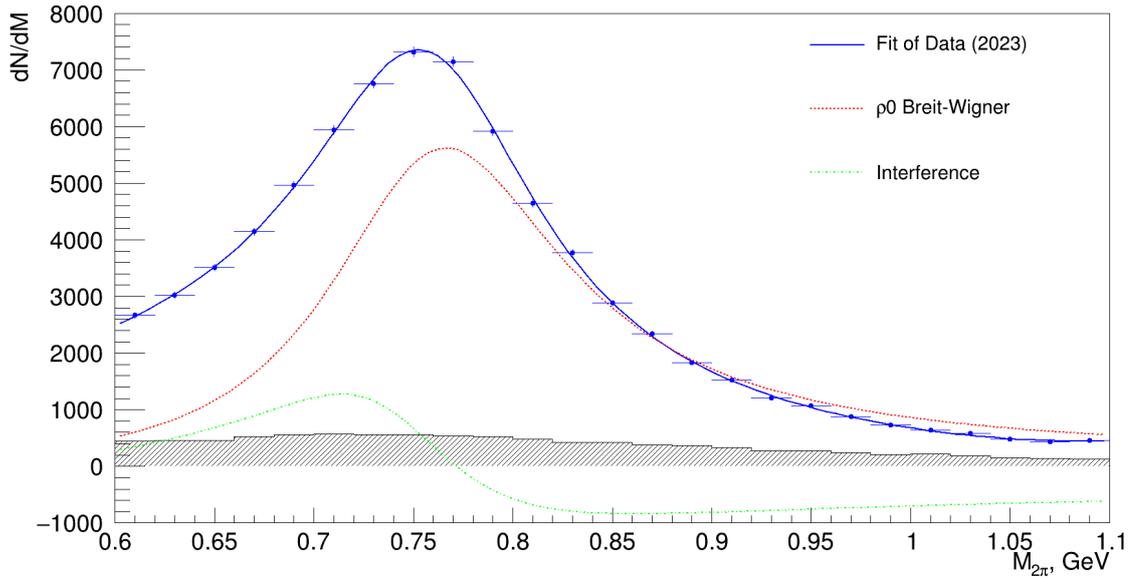


Рисунок 38 — Фитирование распределения по инвариантной массе системы двух заряженных пионов функцией 3.1 для четырехтрековых событий, синяя линия – фит данных, красная линия – распределение Брейт-Вигнера для  $\rho^0$  мезона, зеленая линия – интерференционное слагаемое, заштрихованная область – комбинаторный фон

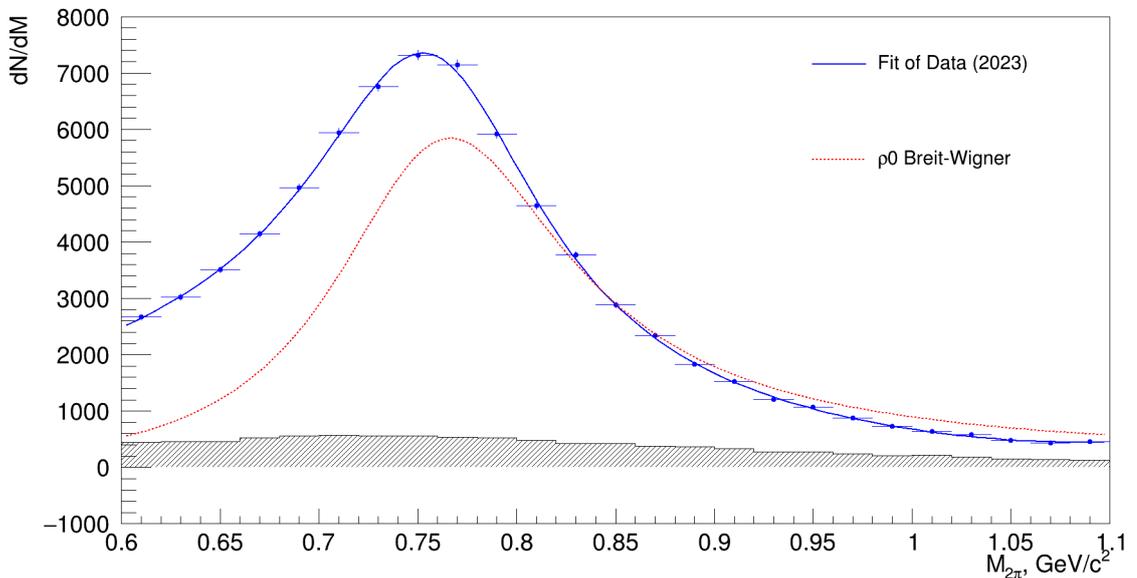


Рисунок 39 — Фитирование распределения по инвариантной массе системы двух заряженных пионов функцией 3.3 для четырехтрековых событий, синяя линия – фит данных, красная линия – распределение Брейт-Вигнера для  $\rho^0$  мезона, заштрихованная область – комбинаторный фон

Таблица 2 — Параметры фитирования распределения 36(г)

Параметры фита	Функция 3.1	Функция 3.3	PDG
$A_1$	$-29.1 \pm 0.3$	-	-
$A_2$	-	$-29.7 \pm 0.3$	-
$B$	$14.2 \pm 0.5$	-	-
$ A_1/B $	$2.05 \pm 0.15$	-	-
$n$	-	$3.67 \pm 0.13$	-
$M_\rho$ , МэВ	$771.63 \pm 1.06$	$771.61 \pm 1.03$	$775.26 \pm 0.23$
$\Gamma_0$ , МэВ	$151 \pm 3$	$151 \pm 3$	$149.1 \pm 0.8$

Число  $\rho^0$  мезонов для четырехтрековых событий, полученное с помощью фита функцией 3.1 –  $(28.4 \pm 0.5) \cdot 10^3$ , функцией 3.3 –  $(27.3 \pm 0.5) \cdot 10^3$ .

Ширина и масса  $\rho^0$  из таблицы 2 мезона для четырехтрековых событий в ультрапериферических столкновениях ионов свинца с энергией 5.36 ТэВ/нуклон, полученные путем фитирования распределения 36(г) функциями 3.1 и 3.3, согласуются между собой и с PDG, что указывает на наблюдение исследуемой реакции в экспериментальных данных.

Кроме того полученные значения ширины и массы (табл. 2) согласуются с теми же значениями, найденными с использованием такой же параметризации в экспериментах STAR [17] и ALICE [18] (табл. 3) в реакциях УПС образования  $\rho^0$  мезона при столкновении тяжелых ионов.

Таблица 3 — Ширина и масса  $\rho^0$  мезона, полученные путем фита функцией 3.1 распределения по инвариантной массе двух заряженных пионов по данным УПС тяжелых ядер с энергией  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ в эксперименте ALICE и  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ в эксперименте STAR

	ALICE	STAR
$M_\rho$ , МэВ	$769.5 \pm 1.2(\text{стат.}) \pm 2.0(\text{сис.})$	$775 \pm 3$
$\Gamma_0$ , МэВ	$156 \pm 2(\text{стат.}) \pm 3(\text{сис.})$	$162 \pm 7$

Также в данной работе был проведен анализ двухтрековых событий с использованием ограничений:  $n^{pixel} \geq 1$ ,  $n^{SCT} \geq 2$ ,  $N^{track} = 2$ ,  $\sum Q = 0$ ,  $|\eta^{track}| < 2.4$ ,  $|d_0^{track}| < 1.5$  мм,  $p_T^{2trk} < 0.12$  ГэВ,  $p_T^{track} > 0.2$  ГэВ. На рисунке 40 представлено распределение по инвариантной массе системы двух заряженных пионов, которое было профитировано функциями 3.1 и 3.3. Результат фитирования функцией 3.1 приведен на рисунке 41, функцией 3.3 – на рисунке 42. В таблице 4 представлены параметры фитирования.

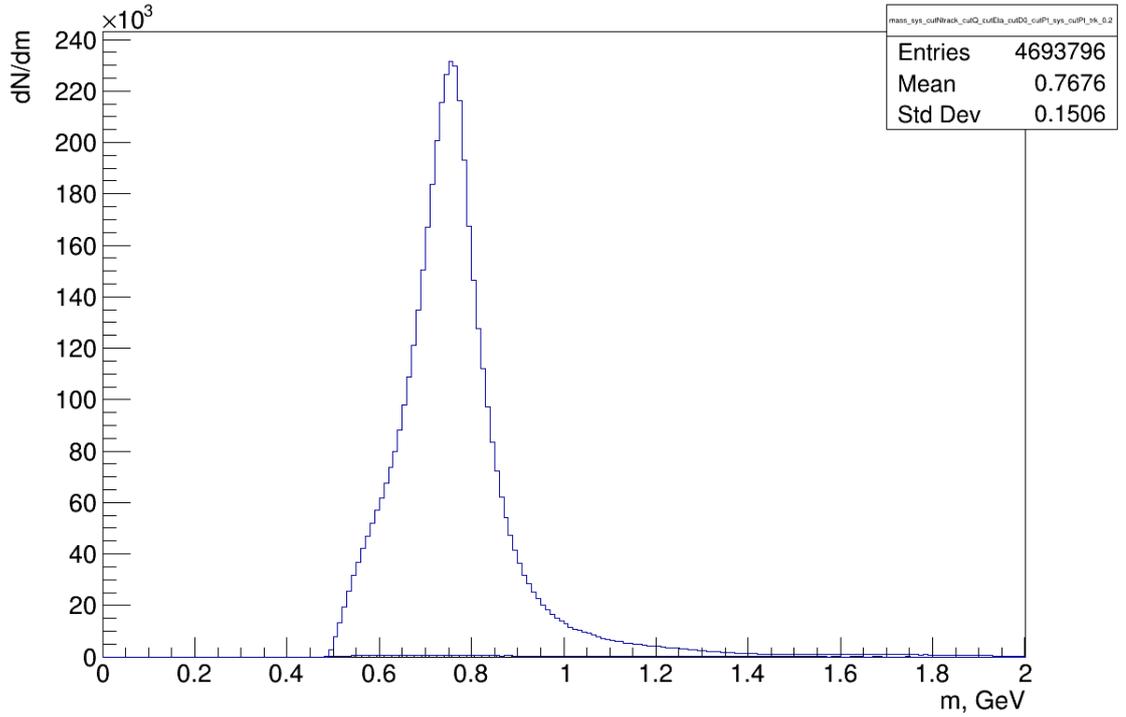


Рисунок 40 — Распределение по инвариантной массе системы двух заряженных пионов для двухтрековых событий с ограничениями:  $n^{pixel} \geq 1$ ,  $n^{SCT} \geq 2$ ,  $N^{track} = 2$ ,  $\sum Q = 0$ ,  $|\eta^{track}| < 2.4$ ,  $|d_0^{track}| < 1.5$  мм,  $p_T^{track} > 0.2$  ГэВ,  $p_T^{2trk} < 0.12$  ГэВ

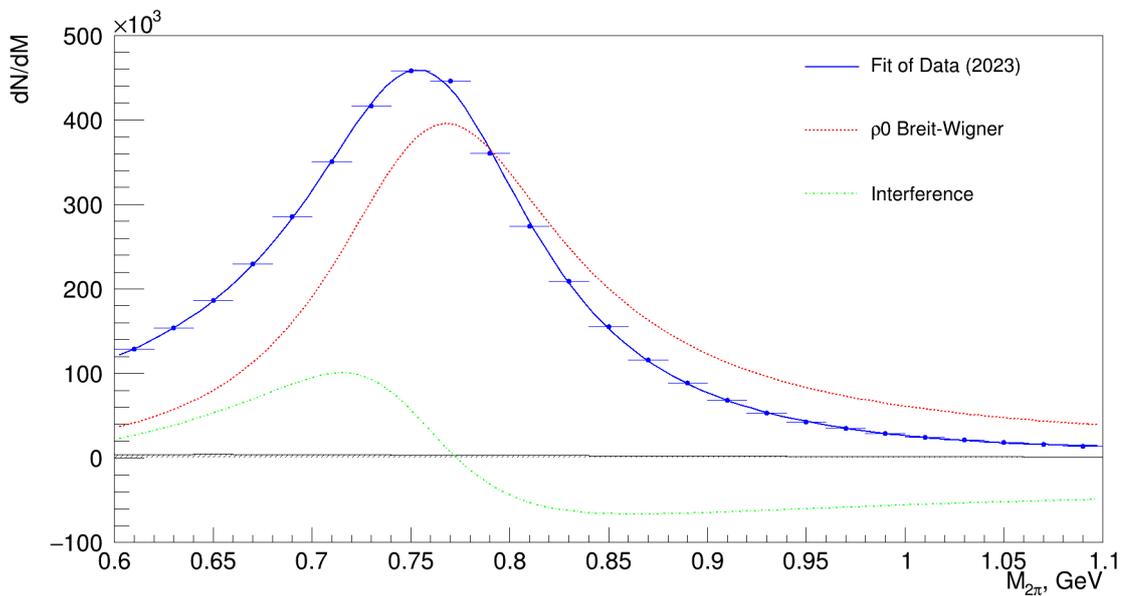


Рисунок 41 — Фитирование распределения по инвариантной массе системы двух заряженных пионов функцией 3.1 для двухтрековых событий, синяя линия – фит данных, красная линия – распределение Брейт-Вигнера для  $\rho^0$  мезона, зеленая линия – интерференционное слагаемое, заштрихованная область – комбинаторный фон

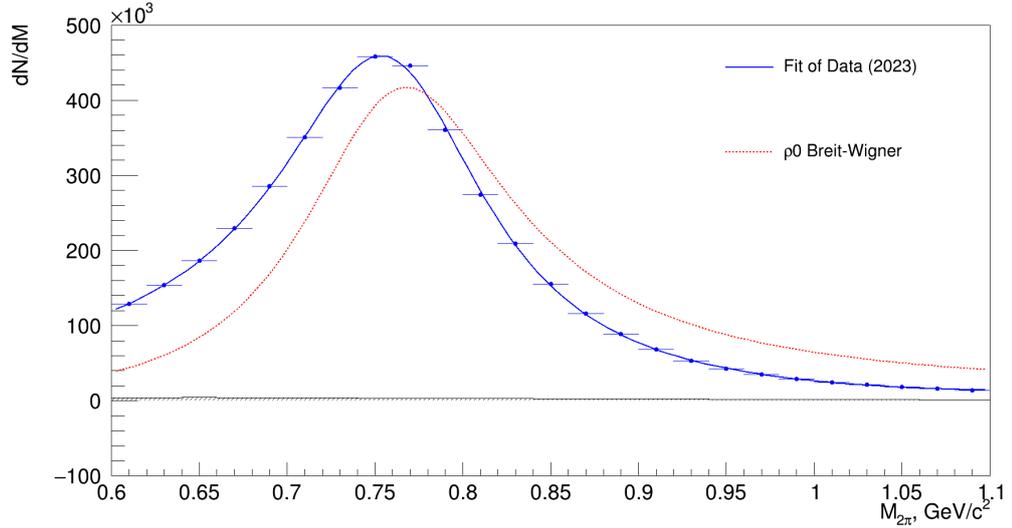


Рисунок 42 — Фитирование распределения по инвариантной массе системы двух заряженных пионов функцией 3.1 для двухтрековых событий, синяя линия – фит данных, красная линия – распределение Брейт-Вигнера для  $\rho^0$  мезона, зеленая линия – интерференционное слагаемое, заштрихованная область – комбинаторный фон

Таблица 4 — Параметры фитирования распределения 40

Параметры фита	Функция 3.1	Функция 3.3	PDG
$A_1$	$-244.3 \pm 0.2$	-	-
$A_2$	-	$-250.7 \pm 0.2$	-
$B$	$134.3 \pm 0.4$	-	-
$ A_1/B $	$1.819 \pm 0.010$	-	-
$n$	-	$3.67 \pm 0.13$	-
$M_\rho$ , МэВ	$773.15 \pm 0.10$	$773.13 \pm 0.10$	$775.26 \pm 0.23$
$\Gamma_0$ , МэВ	$151.5 \pm 0.3$	$151.4 \pm 0.3$	$149.1 \pm 0.8$

Ширина и масса  $\rho^0$  мезона для двухтрековых событий в ультрaperиферических столкновениях ионов свинца с энергией 5.36 ТэВ/нуклон, полученные путем фитирования распределения 40 функциями 3.1 и 3.3, согласуются между собой и с PDG, а также с таблицей 3.

Число  $\rho^0$  мезонов для двухтрековых событий, полученное с помощью фита функцией 3.1 –  $(3848 \pm 8) \cdot 10^3$ , функцией 3.3 –  $(4054 \pm 8) \cdot 10^3$ .

По результатам проведенного фитирования распределений по инвариантной массе системы двух заряженных пионов было получено отношение числа  $\rho^0$  мезонов в двухтрековых событиях к числу  $\rho^0$  мезонов в четырехтрековых событиях:  $N_{\rho^0\rho^0}/N_{\rho^0} = (28.4 \pm 0.5)/(3848 \pm 8)$ . Данное отношение можно считать грубой оценкой отношения сечения реакции  $\gamma P \rightarrow \rho^0$  к

сечению реакции  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ :  $\sigma_{\rho^0\rho^0}/\sigma_{\rho^0} = 8.8/5200$ . Но даже эта оценка показывает превышение данного отношения примерно в 100 раз в сравнении с теоретическими предсказаниями, приведенными в таблице 1. В работе [14] показано, что вклад механизма двойного рассеяния на порядок выше, чем вклад двухфотонного взаимодействия. Поэтому возникает предположение о том, что не является ли наблюдаемое завышенное число  $\rho^0$  мезонов в четырехтрековых событиях результатом присутствия в полученных данных сигнала от механизма двойного рассеяния. Для дальнейшего изучения этого вопроса необходимо ввести корректную ширину  $\rho^0$  мезона для процесса  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ , а также канал двойного рассеяния в программный пакет STARLIGHT.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В процессе данной работы было проведено ознакомление с ультрапериферическими столкновениями релятивистских тяжелых ионов. Были изучены публикации и материалы, связанные с процессом  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$  в УПС.

Получены навыки работы с Монте-Карло генератором STARLIGHT и методами анализа в программной среде ATLAS с целью реализации полного моделирования исследуемой реакции и последующего анализа полученных результатов. Для обработки экспериментальных данных было проведено ознакомление с вычислительной службой БАК – LCG. Были построены характерные кинематические распределения для смоделированных данных и выделены обязательные критерии отбора для наложения их на экспериментальные данные. Выявлен недостаток программного пакета STARLIGHT, связанный с некорректно заданной шириной  $\rho^0$  мезона для исследуемого канала.

Впервые в данных 2023 года по ультрапериферическим столкновениям ионов свинца с энергией 5.36 ТэВ/нуклон в эксперименте ATLAS на БАК была сделана попытка выделения сигнала от процесса  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ . Был проведен анализ экспериментальных данных и построены характерные кинематические распределения. Распределение по инвариантной массе системы двух заряженных пионов в четырехтрековых событиях было профитировано. Полученные значения ширины ( $\Gamma_0 = 151 \pm 3$  МэВ) и массы ( $M_\rho = 771.63 \pm 1.06$  МэВ)  $\rho^0$  мезона согласуются с PDG и с данными экспериментов STAR и ALICE по образованию  $\rho^0$  мезона в ультрапериферических столкновениях тяжелых ядер, что указывает на наблюдение исследуемой реакции в экспериментальных данных. Для сравнения результатов проведенного анализа было профитировано распределение по инвариантной массе системы двух заряженных пионов для двухтрековых событий. Отношения числа  $\rho^0$  мезонов ( $N_{\rho^0\rho^0}/N_{\rho^0} = (28.4 \pm 0.5)/(3848 \pm 8)$ ) в

двухтрековых событиях к числу  $\rho^0$  мезонов в четырехтрековых событиях превысило ожидаемое значение, что, возможно, связано с наличием вклада механизма двойного рассеяния в конечное четырехпионное состояние.

Результаты проведенной работы мотивируют на дальнейший более глубокий анализ четырехтрековых событий в ультрапериферических столкновениях ионов свинца при энергии 5.36 ТэВ/нуклон в экспериментальных данных с детектора ATLAS на БАК. Для этого в программном пакете STARLIGHT планируется корректно добавить ширину  $\rho^0$  мезона для двойного образования  $\rho^0$  мезонов в канале фотон-фотонного взаимодействия и добавить новый канал двойного рассеяния, что даст возможность различить в экспериментальных данных вклады от механизма двойного рассеяния и двухфотонного взаимодействия в конечное четырехпионное состояние.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Введение в физику тяжелых ионов / Ю. Оганесян [и др.]. — М.: МИФИ : Тривант, 2008. — 424 с.
2. Тимошенко С., Емельянов В. Рождение векторных мезонов в ультрапериферических ядро-ядерных взаимодействиях // Физика элементарных частиц и атомного ядра. — 2006. — Т. 37. — С. 1151.
3. Fermi E. Über die Theorie des Stoßes zwischen Atomen und elektrisch geladenen Teilchen // Zeitschrift für Physik. — 1924. — Vol. 29. — P. 315–327.
4. von Weizsäcker K. Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen // Zeitschrift für Physik. — 1934. — Vol. 88. — P. 612–625.
5. Klein S. R., Nystrand J. Exclusive vector meson production in relativistic heavy ion collisions // Physical Review C. — 1999. — Vol. 60. — P. 014903.
6. Coherent  $\rho^0$  Production in Ultra-Peripheral Heavy Ion Collisions / C. Adler [et al.] // Physical Review Letters. — 2002. — Vol. 89, no. 27.
7. Coherent  $\rho^0$  photoproduction in ultra-peripheral Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV / J. Adam [et al.] // Journal of High Energy Physics. — 2015. — Vol. 2015, no. 9.
8. Possible experiment of hadron production by two photons from threshold to extremely high energies / V. Balakin [et al.] // Pis'ma ZhETF. — 1970. — Vol. 11. — P. 559–562.
9. Measurement of Lepton Pair Production in  $\gamma\gamma$  Processes From  $e^+e^-$  Collisions at DCI / A. Courau [et al.] // Physical Review B. — 1979. — Vol. 84. — P. 145–149.

10. Rho-Rho production by two photon scattering / R. Brandelik [et al.] // Physics Letters B. — 1980. — Vol. 97. — P. 448–452.
11. Measurement of the reaction  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$  at PETRA / H. Behrend [et al.] // Zeitschrift für Physik C Particles and Fields. — 1984. — Vol. 21. — P. 205–218.
12. Measurement of the Total Hadronic Cross-section in Photon-photon Interactions / D. Bintinger [et al.] // Physical Review Letters. — 1985. — Vol. 54. — P. 763.
13. Measurement and analysis of the reaction  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  / C. Berger [et al.] // Zeitschrift für Physik C Particles and Fields. — 1988. — Vol. 38. — P. 521–533.
14. *Szczurek A., Klusek-Gawenda M.* Double-scattering mechanism of production of two  $\rho^0$  mesons in ultraperipheral, ultrarelativistic heavy ion collisions. — 2015.
15. URL: <https://starlight.hepforge.org/>.
16. URL: <https://pdg.lbl.gov/index.html>.
17.  $\rho^0$  Photoproduction in Ultra-Peripheral Relativistic Heavy Ion Collisions with STAR / B. Abelev [et al.] // Physical Review C. — 2008. — Vol. 77.
18. Coherent photoproduction of  $\rho^0$  vector mesons in ultra-peripheral Pb-Pb collisions at root  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV / S. Acharya [et al.] // High Energy Physics. — 2020. — Vol. 2020, no. 35.

## ПРИЛОЖЕНИЕ А

Наборы данных 2023 года по ультрапериферическим столкновениям ядер свинца с энергией 5.02 ТэВ/нуклон с эксперимента ATLAS на БАК:

- data23\_hi.00463427.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00463414.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00463389.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00463380.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00463364.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00463315.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00463263.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00463255.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00463222.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00463216.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00463189.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00463185.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00463155.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00463124.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00463120.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00463046.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00463040.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00463021.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00463017.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00463004.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462995.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462969.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462964.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462814.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462809.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462777.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,

- data23\_hi.00462767.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462763.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462759.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462717.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462705.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462677.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462667.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462617.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462588.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462580.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462576.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462549.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462542.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462533.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462502.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462494.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462485.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462441.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462244.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462240.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462205.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462201.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462149.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462145.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462111.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462107.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462022.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00462016.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00461899.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00461738.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00461674.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00461669.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00461655.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00461641.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,

- data23\_hi.00461636.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00461635.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133,
- data23\_hi.00461633.physics\_UPC.merge.AOD.r15414\_p6133.