

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

На правах рукописи

**Образцов Степан Владимирович**

**Характеристики адронных струй в релятивистских  
соударениях протонов и тяжелых ионов в эксперименте  
CMS на LHC**

1.3.15 «Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика  
высоких энергий»

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва - 2024

Работа выполнена в Отделе экспериментальной физики высоких энергий  
Научно-исследовательского института ядерной физики имени  
Д.В.Скобельцына Московского государственного университета имени  
М.В. Ломоносова.

Научный руководитель: КОДОЛОВА Ольга Леонидовна,  
кандидат физико-математических наук

Официальные оппоненты: ЦУКЕРМАН Илья Ильич,  
доктор физико-математических наук,  
НИЦ “Курчатовский институт”,  
старший научный сотрудник

ХАРЛОВ Юрий Витальевич,  
доктор физико-математических наук,  
Институт физики высоких энергий им. А.А.  
Логанова НИЦ “Курчатовский институт”,  
ведущий научный сотрудник

КАРАВИЧЕВА Татьяна Львовна,  
кандидат физико-математических наук,  
ФГБУН Институт ядерных исследований  
РАН,  
ведущий научный сотрудник

Защита диссертации состоится 01 марта 2024 года в 16:30 на заседании  
диссертационного совета **МГУ.013.2** Московского государственного уни-  
верситета имени М.В. Ломоносова по адресу: 119991, Россия, Москва, Ле-  
нинские горы 1, строение 5 (19 корпус НИИЯФ МГУ), аудитория 2-15.

С диссертацией можно ознакомиться в отделе диссертаций научной биб-  
лиотеки МГУ имени М.В. Ломоносова (Ломоносовский просп., д.27) и на  
портале:

<https://dissovet.msu.ru/dissertation/013.2/2872>

Автореферат разослан 25 января 2024 г.

E-mail (диссертационного совета): *galan\_lidiya@mail.ru*

Ученый секретарь  
диссертационного совета МГУ.013.2

кандидат физ.-мат. наук

 Л.И. Галанина

## *Общая характеристика диссертации*

Настоящая работа основана на результатах исследований в рамках эксперимента «Компактный мюонный соленоид» (Compact Muon Solenoid – CMS [1]) на Большом адронном коллайдере (LHC), выполненных в 2009–2023 гг. в Европейской Организации Ядерных Исследований (ЦЕРН, Женева) и Лаборатории Сильных Взаимодействий ОЭФВЭ (НИИЯФ МГУ, Москва).

**Актуальность темы и степень ее разработанности.** Исследование характеристик адронных струй является одним из наиболее эффективных методов изучения свойств сильновзаимодействующей материи. Основным экспериментальным методом изучения свойств адронных струй в физике тяжелых ионов является сравнение их характеристик относительно адронных струй, рожденных в  $p$ - $p$  соударениях. Подобные исследования включены как в действующую, так и в будущую программу крупнейших экспериментов физики высокой энергии (ALICE, CMS, ATLAS, STAR). В связи с дополнительными сложностями, появляющимися в исследованиях адронных струй в физике тяжелых ионов, а также в связи с относительной новизной темы по сравнению с изучением адронных струй в  $p$ - $p$  соударениях, все экспериментальные методы разрабатываются в первую очередь в  $p$ - $p$  струях. В работе этому уделена отдельная, 4-я глава, что позволяет впоследствии применять аналогичные экспериментальные методы для адронных струй в тяжелых ионах. Как в  $p$ - $p$  физике, так и в физике тяжелых ионов вопросы методики реконструкции и коррекции энергии струй сохраняют свою актуальность. Решение данных вопросов открывает путь к физическому анализу более сложных феноменов в физике струй. Глава 5 данной работы посвящена первому в эксперименте CMS изучению формы струй в  $p$ - $p$  соударениях. Форма струй ранее изучалась в таких экспериментах как LEP1, ZEUS, H1, CDF и D0. Эксперименты на ускорителе LHC дают возможность анализировать формы струй при гораздо более высоких поперечных импульсах струи. Данная глава также открывает возможность использования переменных, связанных с формой струи, в физике тяжелых ионов. Одной из проблем современной экспериментальной физики тяжелых ионов является недостаток физических наблюдаемых, которые могли бы дать принципиально новую информацию о процессах, происходящих в кварк-глюонной плазме. Последняя, шестая глава ставит перед собой задачу разработки новой методики, которая может позволить получить новый тип наблюдаемых

для изучения свойств сильновзаимодействующей материи в соударениях тяжелых ионов на ускорителе ЛНС. Помимо вопросов физических наблюдаемых, остро стоит проблема детекторного характера, а именно быстрого старения материалов детектора в результате радиационных повреждений. Теория данного вопроса имеет много недостатков и плохо подходит для оценки радиационной стойкости сцинтилляторов. Единственным решением в данном случае является экспериментальная оценка полученных радиационных повреждений, чему посвящена отдельная, третья глава данной работы. Экспериментальные результаты по данной теме могут быть крайне важными при разработке детекторов в будущем.

**Целью работы** является изучение характеристик адронных струй в соударениях протонов и тяжелых ионов в эксперименте CMS на ускорителе ЛНС. В рамках данного исследования были поставлены и решены следующие задачи:

1. Начальная калибровка и оценка радиационных повреждений адронного калориметра CMS с помощью радиоактивного источника  $^{60}\text{Co}$
2. Проведение полной коррекции энергии адронных струй в p-p и Pb-Pb соударениях.
3. Получение разрешения по поперечному импульсу и погрешности энергетической шкалы для адронных струй в p-p соударениях.
4. Проведение анализа формы адронных струй в p-p соударениях.
5. Исследование переменных, характеризующих форму, множественность и заряд струи при взаимодействии тяжелых ионов на основе Монте-Карло моделирования.
6. Разработка методики вычисления фракции глюонных струй при взаимодействии тяжелых ионов на основе Монте-Карло моделирования.

**Объект и предмет исследований.** Объектом исследования данной работы являются адронные струи. Адронные струи были открыты в 1975 году на коллайдере SPEAR (США). С момента открытия адронные струи интенсивно изучаются на протяжении последних пятидесяти лет. Предметом исследований являются наблюдаемые переменные, характеризующие адронные струи: второй центральный момент струи, множественность заряженных частиц в струе, средний заряд струи.

**Научная новизна**

1. Впервые получена полная коррекция энергии адронных струй в соударениях протонов при энергии  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ для адронных струй, реконструированных алгоритмом Jet-Plus-Track.
2. Впервые исследована форма адронных струй в соударениях протонов при энергии  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ.
3. Впервые получена оценка радиационных повреждений торцевого адронного калориметра CMS с помощью радиоактивного источника  $^{60}\text{Co}$ .
4. Впервые продемонстрирована возможность разделения кварковых и глюонных струй в соударениях тяжелых ионов.

**Теоретическая и практическая значимость работы.** Теоретическая значимость работы заключается в получении новой информации о струях в p-p соударениях, которая позволяет уточнить модели, описывающие струи. Изучение зависимости повреждения сцинтиллятора от дозы и мощности дозы излучения представляет интерес для теории радиационных повреждений. Практическая значимость данной работы связана в первую очередь с вкладом в экспериментальные методы, применимые для исследования адронных струй в p-p соударениях и соударениях тяжелых ионов. Адронные струи в физике тяжелых ионов малоисследованы по сравнению с адронными струями в p-p соударениях. Разработанные методы могут быть использованы для идентификации кварковых и глюонных струй в соударениях тяжелых ионов в эксперименте CMS. Значение также имеет разработка струйного алгоритма Jet-Plus-Track, как альтернативного варианта для дополнительной проверки основного алгоритма, используемого в коллаборации CMS. Практическую значимость имеют результаты исследований радиационных повреждений сцинтилляторов в адронном калориметре детектора CMS. Полученные результаты могут помочь с выбором сцинтилляционного материала при проектировании будущих детекторов.

**Методология и метод исследования.** Методология и метод исследования основываются на сравнении экспериментальных данных с моделированием исследуемых процессов методом Монте-Карло. Все экспериментальные исследования были проведены на основе требований и методов принятых в коллаборации CMS, и описаны в соответствующих главах диссертации.

### **Основные положения, выносимые на защиту**

1. Метод измерения отклика калориметра с использованием радиоактивного источника  $^{60}\text{Co}$  позволил вычислить параметр  $\mu$ , характери-

зующий радиационные повреждения сцинтилляторов торцевого адронного калориметра, и сделать вывод, что он зависит от мощности дозы. Полученная зависимость использовалась для коррекции отклика детектора.

2. Разработка и внедрение в экспериментальный анализ методики идентификации адронных струй из сигнальной вершины и разделения кварковых и глюонных струй повысили информативность и точность экспериментальных результатов по данным протон-протонных соударений. Эти методики используют адронные струи Jet-Plus-Track, откалиброванные в несколько этапов и содержащие комбинированную информацию от нескольких частей детектора CMS.
3. Анализ характеристик адронных струй в данных CMS показал частичное расхождение с предсказаниями теоретических моделей. Значение средней множественности заряженных частиц оказалось ниже, чем в моделях. Эффект большего уширения струй в направлении  $\eta$  плохо описывается современными моделями.
4. Экспериментальная методика разделения кварковых и глюонных струй, разработанная для соударений тяжелых ионов, позволяет разделять струи при наличии эффекта гашения струй. Переменные, подобранные для разделения, чувствительны к типу партона и устойчивы к процедуре вычитания события подложки.

**Личный вклад автора.** Все результаты, вынесенные на защиту, получены автором лично или при его определяющем участии. Автор принимал активное участие в наборе данных эксперимента CMS и данных, используемых для начальной калибровки и оценки радиационных повреждений адронного калориметра. При его участии была введена в эксплуатацию система перемещения радиоактивного источника, были набраны и проанализированы данные, в результате чего были получена оценка радиационных повреждений. Автором разработана методика разделения кварковых и глюонных струй в соударениях тяжелых ионов. Автор принимал активное участие в анализе формы струй в соударениях протонов, а также в работе по реконструкции и коррекции энергии струй.

**Достоверность полученных результатов.**

Результаты измерений радиационных повреждений торцевого адронного калориметра с помощью радиоактивного источника  $^{60}\text{Co}$  подтверждаются результатами измерений радиационных повреждений адронного калориметра, полученных методом калибровки лазером. Результаты согла-

суются с аналогичными исследованиями, проведенными для переднего адронного калориметра CMS. Результаты измерения формы адронных струй и реконструкции адронных струй в соударениях протонов многократно обсуждались в рамках группы, специализирующейся на физике струй. Для каждого из этапов анализа данных было проведено изучение изменения полученных результатов при изменении параметров исследования. Эти изменения были включены в систематическую ошибку исследований. Для отдельных этапов анализа было проведено сравнение полученных результатов с ранее опубликованными результатами сопоставимых исследований и результатами Монте-Карло моделирования. Результаты также проверены с помощью альтернативного алгоритма реконструкции струй Particle Flow. Результаты исследования возможности разделения кварковых и глюонных струй в соударениях тяжелых ионов успешно прошли процесс рецензирования, а также многократно обсуждались с экспертами из нескольких экспериментов в ЦЕРНе.

**Апробация работы.** Основные результаты исследований обсуждались на внутренних совещаниях коллаборации CMS, а также были представлены автором на следующих конференциях:

- Ломоносовские чтения 2021, подсекция "Физика высоких энергий" (г.Москва, 20-27 апреля 2021)
- Международная Сессия-конференция Секции ядерной физики ОФН РАН (ОИЯИ Дубна 12 - 15 апреля, 2016)
- Международная сессия-конференция секции ядерной физики ОФН РАН (г.Москва, 17-21 ноября 2014)
- XXX-th International Workshop on High Energy Physics (г.Протвино, 23-27 июля 2014)
- HSQCD 2014: Hadron Structure and QCD: from LOW to HIGH energies (г.Гатчина, 30 июня-4 июля 2014)

### **Объем и структура диссертации**

Диссертация состоит из введения, 6 глав, и заключения. Список литературы содержит 81 наименование. Полный объем диссертации - 135 страниц, включая 4 таблицы и 52 рисунка.

### Содержание работы

Во **введении** представлена актуальность темы, сформулированы цели и задачи работы, основные положения, выносимые на защиту, изложена

научная новизна, теоретическая и практическая значимость, а также достоверность полученных результатов, представлена информация об апробации работы и отмечен личный вклад автора.

В первой главе представлено краткое введение в физику адронных струй, как в случае р-р соударений, так и в случае соударений ионов свинца. Дано краткое описание Стандартной Модели и Квантовой Хромодинамики. Далее, после описания поведения константы сильного взаимодействия  $\alpha_s$  разбираются два следствия зависимости  $\alpha_s$  от переданного импульса (или энергии): конфайнмент и асимптотическая свобода. Далее приводится определение адронной струи, история её открытия и методы вычисления сечения рождения струй с помощью теоремы факторизации КХД. После этого дается введение в понятие кварк-глюонной плазмы (КГП) и способы её изучения с помощью адронных струй, с подробным описанием природы энергетических потерь партонов в КГП. Первая глава завершается описанием основных характеристик Монте-Карло генераторов, используемых в данной работе.

Во второй главе рассмотрены методические вопросы проведения эксперимента на установке CMS. Дано краткое описание этапов ускорения пучков протонов на ускорителе LHC. Описаны подсистемы детектора CMS: магнитный соленоид, трековая система, электромагнитный и адронный калориметры, мюонные системы, а также дано описание триггеров первого уровня (L1) и триггера высокого уровня (HLT).

В третьей главе представлено исследование по начальной калибровке и оценке радиационных повреждений Адронного Калориметра с помощью радиоактивного источника  $^{60}\text{Co}$ .

Описаны механизмы радиационных потерь в сцинтилляторах. Радиационное повреждение в первую очередь влияет на прозрачность сцинтиллятора, поражая так называемую “базу” (полистирол или PVT) но, может поражать и флюоры (PFR, POFOP), обеспечивающие механизм сцинтилляций. Как правило, светоотдача сцинтиллятора экспоненциально уменьшается с полученной дозой:

$$L(d) = L_0 \exp(-d\mu) \quad (1)$$

где  $L(d)$  световой выход после получения дозы  $d$ ,  $L_0$  - световой выход до облучения,  $\mu$  - в общем случае функция, зависящая от мощности дозы  $R$ . Повреждение флюоров может иметь место [2], но, как правило, оно невелико [3, 4]. Повреждение подложки заключается в образовании радикалов, сопряженных двойных связей, карбониллов, образующихся в результате реакции с кислородом, а также других структур, которые могут быть центрами окраски.

Центры окраски, мешающие переносу света между первичным и вторичным флюором, снижают исходный световой выход. Цветовые центры, поглощающие свет, излучаемый вторичным флюором уменьшают длину поглощения света в сцинтилляторе. Радикалы образуются при разрыве химических связей в полимере. Эти связи могут восстанавливаться в течение времени, зависящего от таких факторов, как плотность радикалов и температура. Такое повреждение называется временным, а повторное образование связей - отжигом (annealing). Явления отжига может быть одной из причин зависимости повреждений сцинтиллятора не только от дозы облучения, но и от мощности дозы (зависимость  $\mu$  от мощности дозы).

Описано устройство системы калибровки радиоактивным источником  $^{60}\text{Co}$ . Возможность измерения отклика отдельной ячейки сцинтиллятора с помощью движущегося точечного радиоактивного источника позволяет выполнять целый ряд задач:

- Проверку качества сборки калориметра, в частности оптоволоконной системы, включающей спектросмещающее волокно (WLS) и прозрачное транспортное волокно.
- Изучение изменения отклика калориметрических ячеек в следствии радиационных повреждений и старения.
- Получение значений первичной калибровки и выравнивание отклика ячеек.

Моторизованная система доставки радиоактивного источника изначально применялась в эксперименте CDF и была внедрена аналогичным образом во все адронные калориметры CMS (HB и HE), а также в передний калориметр HF. Данная система позволяет доставлять радиоактивный источник  $^{60}\text{Co}$  в каждую ячейку калориметра. Система сбора данных в целом аналогична системе, которая используется при обычном наборе данных LHC. Сигнал интегрируется в диапазоне 25нс, дополнительно в данные записывается координата радиоактивного источника и координаты  $\eta, \phi$  и слой трубки, в которую попадает источник  $^{60}\text{Co}$ .

Отдельным этапом в данной главе является первичная калибровка Адронного Калориметра и проверка правильности подключения фронтальной электроники в период модернизации Phase-I. Перед каждой заменой считывающего модуля и после набирались данные с радиоактивным источником, чтобы проверить правильность подключения и сохранность хрупких разъемов транспортного оптоволоконна, а также для того чтобы выявить проблемы, существовавшие до процесса замены. На Рис. 1

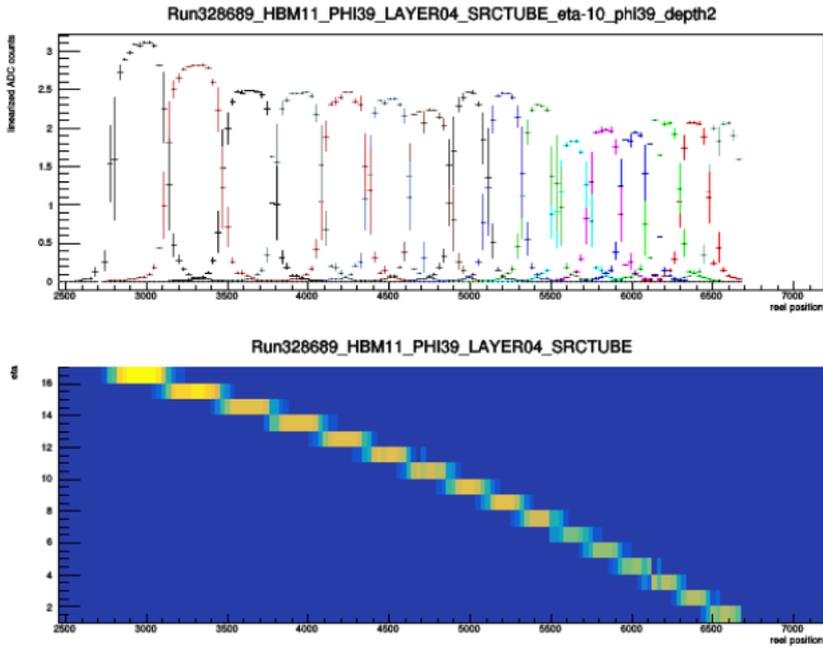


Рис. 1: Пример нормальной последовательности сигналов при наборе данных с радиоактивным источников в детекторе НВ

показан пример хорошей последовательности сигналов в детекторе НВ, которая соответствует одной пройденной трубке. По мере погружения источника в трубку (ось  $x$ ) сигналы появляются в тайлах с меньшим значением  $\eta$  что соответствует истине. Также амплитуда сигналов относительно одинакова (амплитуда сигнала пропорциональна размеру тайла). Величина сигнала используется для начальной калибровки Адронного Калориметра до получения данных по соударениям протонов. Соотношение между амплитудой сигнала от радиоактивного источника и откликом калориметрической башни для различных частиц (полученное на тестовом пучке SPS) позволяет получить начальные калибровочные коэффициенты для башен HCAL.

Основным результатом данной главы является измерение радиационных повреждений Торцевого Адронного Калориметра. Данные, анализируемые в данной работе, были собраны в периоды, когда БАК не работал. Набор данных происходил в начале 2017 и 2018 годов в период ко-

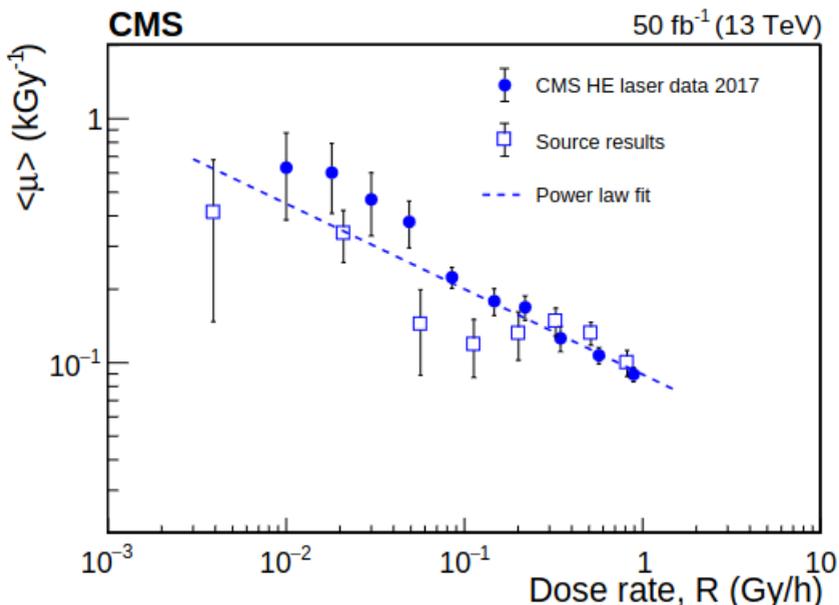


Рис. 2: Значение  $\langle \mu \rangle$  для сцинтиллятора *SCSN* – 81 как функция  $R$  для данных лазера и источника  $^{60}\text{Co}$ , параметризованное степенным законом, который показан пунктирной линией.

ротких остановок БАК (декабрь-февраль). Расчеты поглощенной дозы в слоях сцинтиллятора HE получены с помощью программы Монте-Карло FLUKA 2011.2c [5]. Расчетные дозы подтверждены измерениями с помощью 24 пленочных дозиметров серии FWT-60, которые были установлены в зазорах между поглотителем и первым слоем детектора HE в периоды сбора данных 2015 и 2016 гг. На основе данных калибровки были вычислены значения  $\mu$  и исследована зависимость  $\mu$  от мощности дозы  $R$ . При малых мощностях дозы  $R$  измерения сигналов от отдельных сцинтилляторов сильно различаются по сравнению с ожидаемой потерей сигнала, что связано с погрешностью измерений. Однако, учитывая большое количество измеренных сцинтилляторов, можно определить потери сигнала даже при малых значениях  $R$ , предполагая, что флуктуации некоррелированы. Полученные значения  $\mu$  (1) усреднены по диапазонам  $R$  и представлены на Рис. 2. Видна степенная зависимость  $\mu$  от мощности дозы.

В **четвертой главе** описывается реконструкция адронных струй и коррекция энергии струй в pp и PbPb соударениях с использованием алгорит-

ма Jet-Plus-Track, который комбинирует информацию из калориметров и трекового детектора. В работе используются протон-протонные соударения при энергии  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ (соответствует интегральной светимости в  $19.8 \text{ фб}^{-1}$ ) и соударения ионов свинца при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ (соответствует интегральной светимости  $1.7 \text{ нб}^{-1}$ .)

Коррекция энергии струи состоит из четырех этапов:

1. Первый этап заключается в учете с помощью Монте-Карло эффектов, связанных с порогом регистрации для ячеек калориметров и с вкладом от пайлап событий. Вычитание вклада дополнительных событий и коррекция на эффект порогов на энерговыделение в калориметрических ячейках, которые применяются последовательно к энергии калориметрической струи  $E_{calo}$  с помощью мультипликативных факторов  $c_{PU}$  и  $c_{ZSP}$  соответственно дает поправленную энергию струи:

$$E_{JPT}^{L1} = E_{JPT} + (E_{calo}^{ZSP,PU} - E_{calo}) \quad (2)$$

2. На втором этапе проводится коррекция абсолютной энергетической шкалы с использованием распределений из Монте-Карло. Для этого в Монте-Карло событиях струи реконструируются из стабильных генераторных частиц (далее под генераторными частицами подразумеваются частицы из Монте-Карло события, не прошедшие через модель установки, т.е. до преобразования Монте-Карло события на уровне частиц в отклики детектора CMS посредством модели Geant), исключая мюоны и нейтрино с помощью алгоритма anti- $k_T$  с параметром  $R_{anti-kt} = 0.5$ . Данные генераторные струи ассоциируются со струями, реконструированными тем же алгоритмом anti- $k_T$  из откликов детектора CMS и полученными посредством модели Geant. Ассоциирование основано на совпадении реконструированных и генераторных струй в плоскости  $\eta - \phi$ . Отношение поперечного импульса реконструированной и генераторной струи  $\frac{p_T^{rec}}{p_T^{gen}}$  вычисляется, как функция поперечного импульса генераторной струи и псевдобыстроты:

$$p_T^{rec} = F(p_T^{gen}, \eta) p_T^{gen} \quad (3)$$

Выражение 3 преобразуется, чтобы получить скорректированную энергию струи, как функцию поперечного импульса реконструированной струи и псевдобыстроты:

$$p_T^{gen} = c^{L2L3}(p_T^{rec}, \eta) p_T^{rec} \quad (4)$$

3. На третьем этапе учитывается оставшаяся разница между откликами детектора на струю в данных и Монте-Карло событиях. Она определяется из метода асимметрии с использованием многоструйных событий. Для этого выбираются две струи с наибольшими поперечными импульсами  $p_T^{JPT} > 15$  ГэВ. Струя с наименьшим абсолютным значением псевдобыстроты в пределе  $|\eta| < 1.0$  обозначается как эталонная, вторая струя обозначается пробной. Эти две струи должны быть направлены в противоположные стороны в поперечной плоскости детектора  $|\phi_{tag} - \phi_{probe}| > 2.7$ . Для классификации событий по дополнительной адронной активности вводится параметр, который определяется, как  $\alpha = \frac{p_{T,3}}{p_{T,1,2,ave}}$ , где  $p_{T,3}$  является поперечным импульсом третьей лидирующей струи в событии, а  $p_{T,1,2,ave}$  - средний поперечный импульс двух струй. Асимметрия определяется как:

$$A = \frac{p_T^{tag} - p_T^{probe}}{p_T^{tag} + p_T^{probe}} \quad (5)$$

Асимметрия вычисляется для данных и Монте-Карло событий в интервалах по псевдобыстроте и в инклюзивных интервалах по  $\alpha$ :  $\alpha < 0.2$ ,  $\alpha < 0.3$ ,  $\alpha < 0.4$ ,  $\alpha < 0.5$  и затем экстраполируется в  $\alpha = 0$ . Отношение  $R = \frac{p_T^{probe}}{p_T^{tag}}$  вычисляется из асимметрии:

$$R = \frac{1 - A}{1 + A} \quad (6)$$

Результирующая поправка вычисляется, как:

$$c_\eta^r = \frac{R^{sim}(\alpha = 0, \eta)}{R^{data}(\alpha = 0, \eta)} \quad (7)$$

4. На четвертом этапе определяется дополнительная коррекция по  $p_T$  для данных с использованием событий Z+струя или  $\gamma$ +струя методом баланса поперечных импульсов.

Методика получения коррекций для струй в соударениях ионов свинца в целом повторяет аналогичную процедуру в протон-протонных соударениях, однако стоит заметить, что:

- в соударениях тяжелых ионов нет пайлапа, следовательно нет необходимости делать коррекцию первого уровня (L1)
- с целью исключить влияние эффекта гашения струй на коррекции, используются только периферические соударения с центральностью 50-90%

- дополнительные коррекции вычисляются с помощью двухструйных событий и событий фотон+струя, при этом статистика значительно меньше, чем в данных протон-протонных соударений
- основным струйным алгоритмом в тяжелых ионах является Particle Flow, использовались струи с  $R=0.3$  и  $0.4$

После проведения всех этапов коррекции для струй в p-p соударениях, вычислялось энергетическое разрешение струй, путем анализа многоструйных событий, используя метод баланса поперечного импульса двух струй. Оно соотносится с разрешением асимметрии  $A$  (5) как:

$$\frac{\sigma_{pT}}{pT} = \sqrt{2}\sigma_A \quad (8)$$

Зависимость разрешения от поперечного импульса показана на 3. Разрешение для данных на 10-20% хуже, чем для Монте-Карло событий. Также на рисунке показано “истинное” разрешение (стандартное отклонение распределения  $\frac{p_T^{rec}}{p_T}$ ), полученное из Монте-Карло событий. Оно согласуется с разрешением, полученным методом асимметрии.

После проведения коррекций были разработаны два алгоритма идентифи-

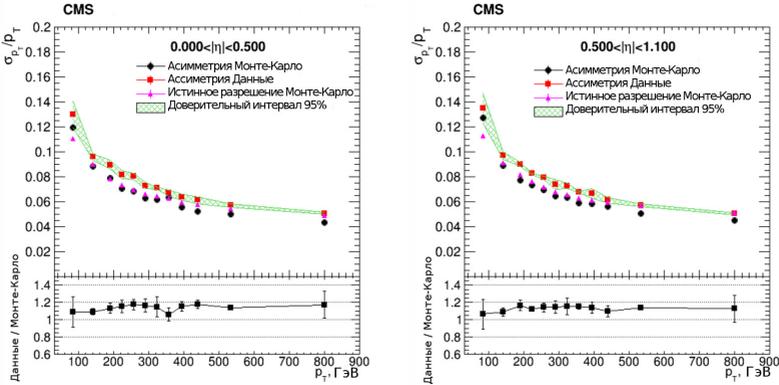


Рис. 3: Энергетическое разрешение струи в зависимости от  $p_T$  для  $|\eta| < 0.5$  (слева) и  $0.5 < |\eta| < 1.1$  (справа) для струй в данных и Монте-Карло событиях. Также приводится истинное разрешение, полученное для Монте-Карло событий

кации адронных струй, основанных на методе машинного обучения Boosted Decision Tree (BDT) [6]:

- Идентификация струй из сигнальных и дополнительных (pileup) событий
- Идентификация кварковых и глюонных струй

Для идентификация струй из сигнальных и дополнительных событий в области  $|\eta| < 2.6$  применяется следующий набор переменных, чувствительных к типу струи:

- полное число событий вершин определяемое трекером
- значение поперечного импульса и псевдобыстроты струи
- множественность калориметрических башен, являющихся частью струи
- множественность треков идущих из сигнальной вершины и ассоциированных со струей
- переменная  $\beta$ , определяемая как:

$$\beta = \frac{\sum_{i \in jet} p_{T,i}}{\sum_{i \in calo} p_{T,i}} \quad (9)$$

где  $\sum_{i \in jet} p_{T,i}$  сумма поперечных импульсов треков, идущих из сигнальной вершины и ассоциированных со струей.  $\sum_{i \in calo} p_{T,i}$  сумма поперечных импульсов треков, идущих из любой вершины, но попадающие в конус струи на поверхности калориметра.

- Ширина струи вдоль главных осей  $\eta$  и  $\phi$ :

$$A_{\eta}^{trk(calo)} = \frac{\sum_{i \in jet} (\eta_i^{trk(calo)} - \eta^{jet})^2 p_{T,i}^{trk(calo)}}{\sum_{i \in jet} p_{T,i}^{trk(calo)}} \quad (10)$$

$$A_{\phi}^{trk(calo)} = \frac{\sum_{i \in jet} (\phi_i^{trk(calo)} - \phi^{jet})^2 p_{T,i}^{trk(calo)}}{\sum_{i \in jet} p_{T,i}^{trk(calo)}} \quad (11)$$

На рис.4 показана эффективность отбора для струй из дополнительных событий как функция эффективности для сигнальных струй для двух абсолютных значений псевдобыстроты струй, и двух значений  $p_T$ . Для струй

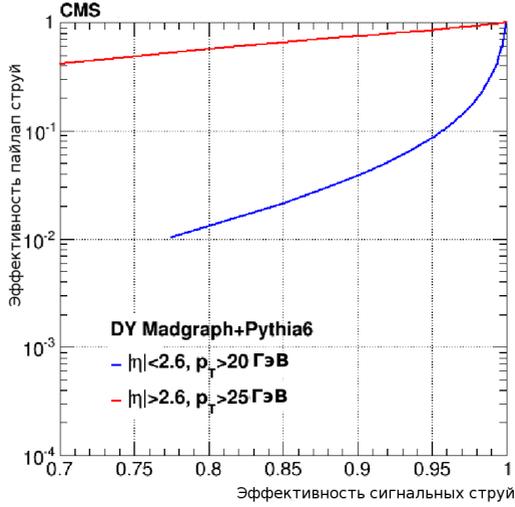


Рис. 4: Эффективность отбора струй из сигнальных и дополнительных событий, как функция для струй с  $p_T > 20$  ГэВ и для струй с  $p_T > 25$  ГэВ для Монте-Карло событий Z-бозон + струя

используются Монте-Карло события Z-бозон + струя. Сравнения распределений по выходной переменной классификатора для Монте-Карло событий и данных показало, что наблюдаемая разница лежит в диапазоне 5-10%. Алгоритм разделения кварковых и глюонных струй разработан для струй с  $|\eta| < 2.6$ . Он использует переменные, которые применяются для выделения сигнальных струй: множественность треков ассоциированных со струей,  $A_\eta^{calo}$ ,  $A_\phi^{calo}$ ,  $A_\eta^{trk}$ ,  $A_\phi^{trk}$ . Также вводится переменная  $p_T^D$  которая вычисляется из поперечных импульсов треков:

$$p_T^D = \frac{\sum_{i \in jet} p_{T,i}^2}{\sum_{i \in jet} p_{T,i}} \quad (12)$$

На рис. 5 представлено сравнение выходной переменной QGID для данных и Монте-Карло событий Z-бозон + струя. На рисунке слева моделирование Монте-Карло событий Z-бозон + струя было произведено с помощью генератора MADGRAPH5, на правом рисунке - с помощью генератора POWHEG. Результаты двух генераторов согласуются с высокой точностью.

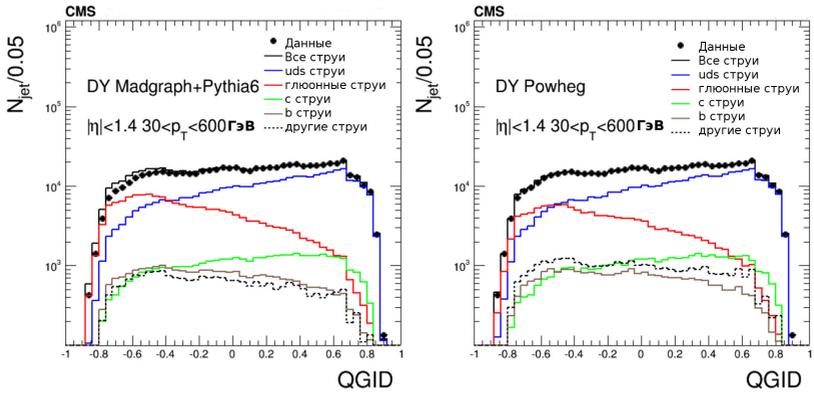


Рис. 5: Сравнение распределений переменной QGID для данных и Монте-Карло событий Z-бозон + струя. На рисунке слева моделирование Монте-Карло событий было произведено с помощью генератора MADGRAPH5, на рисунке справа – генератором POWHEG

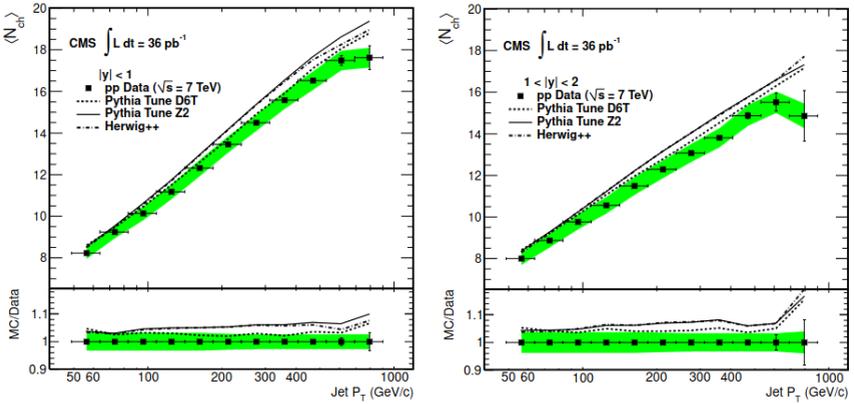


Рис. 6: Средняя множественность заряженных частиц  $N_{ch}$  как функция  $p_T$  струи. Также показаны предсказания на основе PYTHIA6 с настройкой D6T (пунктирная линия) и настройкой Z2 (сплошная линия) и Herwig++ (пунктирная линия)

В пятой главе представлено исследование формы адронных струй в соударениях протонов при энергии  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ, набранных на детекторе CMS в 2010 году, что соответствует интегральной светимости  $36\text{pb}^{-1}$ . Для

сравнения с данными CMS используются данные Монте-Карло моделирования, произведенные с помощью Монте-Карло генераторов HERWIG++ и PYTHIA 6.409. Приведенные ниже переменные используются для описания формы струй:

- Множественность заряженных треков в струе
- Второй центральный момент

$$\langle \delta R^2 \rangle(p_T) = \frac{\sum_{i \in jet} \Delta R^2(i, jet) p_T^i}{\sum_{i \in jet} p_T^i} \quad (13)$$

где  $\Delta R^2(i, jet) = (\phi_i - \langle \phi_{jet} \rangle)^2 + (\eta_i - \langle \eta_{jet} \rangle)^2$

- Переменные  $\langle \delta \phi^2 \rangle$  и  $\langle \delta \eta^2 \rangle$ , которые соответствуют второму центральному моменту струи по переменным  $\eta$  и  $\phi$ :

$$\langle \delta \eta^2 \rangle(p_T) = \frac{\sum_{i \in jet} (\langle \eta_{jet} \rangle - \eta_i)^2 p_T}{\sum_{i \in jet} p_T^i} \quad (14)$$

$$\langle \delta \phi^2 \rangle(p_T) = \frac{\sum_{i \in jet} (\langle \phi_{jet} \rangle - \phi_i)^2 p_T}{\sum_{i \in jet} p_T^i} \quad (15)$$

На подготовительном этапе работы вычислялась эффективность реконструкции треков. Это происходило в два этапа:

- Вычисление эффективности для изолированных треков. Данная эффективность учитывалась в виде веса для всех треков в зависимости от  $\eta$  и  $p_T$ .
- Вычисление дополнительной эффективности трека в струе. Применялась в виде коэффициента умножения для множественности заряженных треков струи.

Чтобы получить “истинные” распределения из искаженных конечным решением по энергии или  $p_T$  экспериментальных данных, применяется процедура “unfolding”. Применялись два метода. В основном методе коррекции на разрешение по  $p_T$  струи учитывались с помощью аналитического метода регуляризации Тихонова с квазиоптимальным решением [7]. Перекрестная

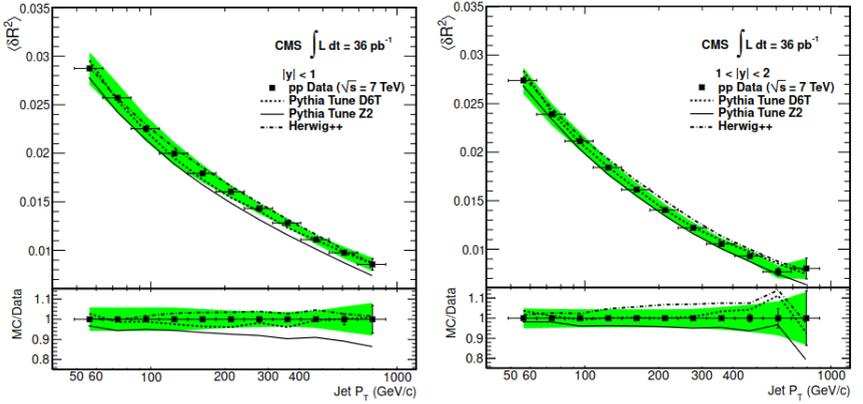


Рис. 7:  $\langle \delta R^2 \rangle$  как функция  $p_T$  струи. Также показаны предсказания на основе РYTHIA6 с настройкой D6T (пунктирная линия) и настройкой Z2 (сплошная линия) и Herwig++ (пунктирная линия)

проверка проводилась с помощью простого метода коррекции “бин за бин”, полученного из симуляции CMS на основе генератора Монте-Карло РYTHIA 6 tune Z2. Разница между результатами, полученными этими двумя методами, составляет менее 2%.

К основным источникам систематических погрешностей относятся неопределенность энергетической шкалы и энергетического разрешения струи, неэффективность трекинга, а также погрешность, связанная с процедурой анфолдинга. Вклад других источников, как угловое разрешение струй и угловое разрешение треков, является пренебрежимо малым. Значение систематических погрешностей показаны в Таблице 1.

Тип сист. погрешности	$Nch$ $ y  < 1$	$Nch$ $1 <  y  < 2$	$\delta R^2$ $ y  < 1$	$\delta R^2$ $1 <  y  < 2$
Энергетическая шкала	1-2%	1-2%	2-5%	2-3%
Трекинг	2%	2-3%	2-6%	2-8%
Разрешение	0.5%	1%	0.5%	2%
Анфолдинг	1%	1%	2-5%	2-5%

Таблица 1: Систематические погрешности для  $\langle Nch \rangle$  и  $\langle \delta R^2 \rangle$

Основные результаты представлены на Рис. 6,7,8. Измеренные значения  $\langle Nch \rangle$  на Рис. 6 систематически ниже, чем значения, полученные в

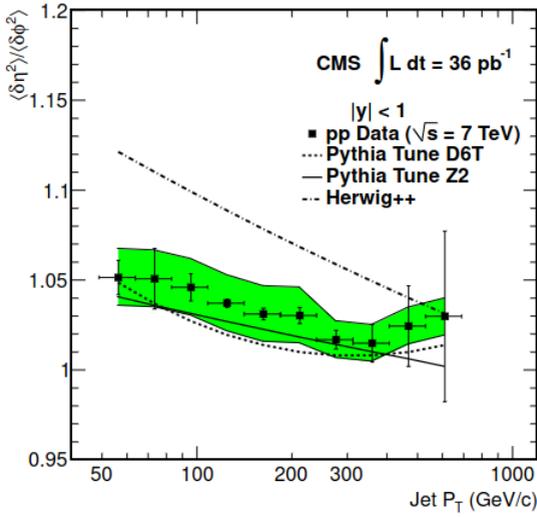


Рис. 8: Отношение вторых моментов струи в направлениях  $\eta$  и  $\phi$  как функция  $p_T$  струи для диапазона по быстроте  $|y| < 1$ . Также показаны предсказания на основе РYTHIA6 с настройкой D6T (пунктирная линия) и настройкой Z2 (сплошная линия) и Herwig++ (пунктирная линия).

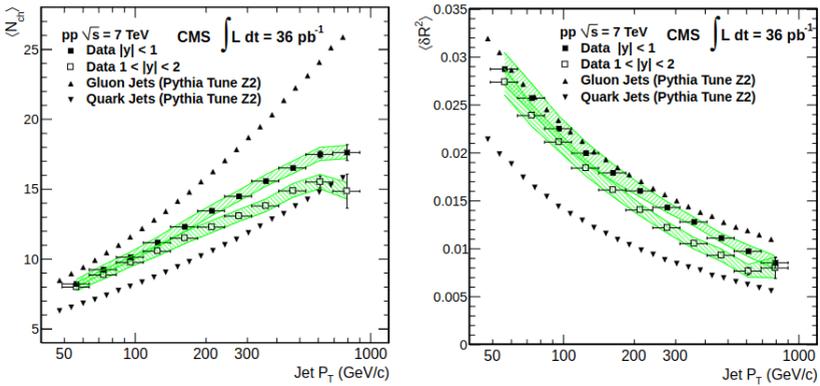


Рис. 9: Средняя множественность заряженных частиц  $\langle N_{ch} \rangle$  (слева) и  $\langle \delta R^2 \rangle$  (внизу) как функции  $p_T$  струи. Также показаны предсказания для кварк-индуцированных и глюон-индуцированных струй для  $|y| < 1$  на основе генератора событий РYTHIA6 tune Z2.

PYTHIA6 и HERWIG++. В случае с  $\langle \delta R^2 \rangle$  Рис. 7 предсказанные значения находятся в согласии с измеренными, за исключением некоторого расхождения, наблюдаемого в PYTHIA6 при настройке Z2 при  $|y| < 1$ . Отношение вторых моментов в направлениях  $\eta$  и  $\phi$  показано как функция  $p_T$  струи для  $|y| < 1$  на Рис.8. Измеренная ширина струи в направлении  $\eta$  немного больше, чем в направлении  $\phi$ . Эти результаты согласуются с PYTHIA6, в то время как HERWIG++ предсказывает большее различие ширины струи в направлениях  $\eta$  и  $\phi$ . Сравнение значений  $\langle Nch \rangle$  и  $\langle \delta R^2 \rangle$ , полученных из данных, как функций  $p_T$  струи в двух диапазонах по скорости струи с предсказаниями для кварковых и глюонных струй показано на Рис.9. Данные находятся в хорошем согласии с гипотезой, что доля кварк-индуцированных струй увеличивается с ростом  $p_T$  и скорости струи, см. Рис. 9.

В шестой главе представлено изучение кварковых и глюонных струй в соударениях тяжелых ионов. Для разделения струй, инициируемых легкими кварками (u,d,s) от глюонных струй в pp взаимодействиях используется ряд наблюдаемых, характеризующих форму струи, множественность частиц в струе и заряд струи разработаны соответствующие методики на основе машинного обучения [8]. В отличие от протон-протонных соударений, в соударениях тяжелых ионов существуют дополнительные сложности, связанные с фоном от мягкой компоненты, зависимостью переменных от прицельного параметра соударения (от центральности события) и от эффектов прохождения струй через кварк-глюонную плазму. Поэтому процедура разделения кварковых и глюонных струй должна быть дополнена выделением наблюдаемых, характеризующих струю, из фона от тяжело ионного взаимодействия. Поскольку энергия струй уменьшается в результате гашения и характеристики струй меняются при прохождении через плотную среду и в тоже время зависят от поперечного импульса струи, то для изучения струй необходимо выбрать процесс, в котором кинетические параметры струи определяются частицей, которая не чувствительна к плотной среде, например, процесс фотон плюс струя или Z бозон плюс струя. Тогда характеристики струи можно изучать в зависимости от поперечной энергии фотона или Z бозона.

Для моделирования жесткого процесса фотон+струя в столкновениях тяжелых ионов использовался Монте-Карло генератор PYQUEN, в то время, как событие с тяжелыми ионами (фон от мягкой компоненты события) моделировалось отдельно с помощью Монте-Карло генератора HYDJET [9]. При смешивании сигнального события и мягкой компоненты, выбирались события с одинаковым прицельным параметром.

Кластеризация адронных струй алгоритмом anti- $k_T$  [10] с параметром радиуса 0.4 производится с помощью пакета программного обеспечения FastJet [11]. Перед тем как произвести кластеризацию, необходимо осуществить вычитание фона от тяжело-ионного события-подложки. Для этого был применен итерационный метод, описанный в [12].

Для разделения кварковых и глюонных струй с использованием методов машинного обучения, необходимо подобрать переменные, которые принимают разные значения для кварковых и глюонных струй. Дополнительным требованием является возможность вычитания фоновой компоненты. Изначально рассматривались классические переменные, используемые в pp соударениях [13]. Дополнительно были включены в рассмотрение ширина и заряд струи.

Для вычитания фоновой компоненты из наблюдаемых характеристик струй используется метод случайного конуса [14]. Метод состоит в вычислении значения переменных для конуса с радиусом  $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.4$  и осью  $\eta, \phi$ , зеркально отраженной относительно оси рассматриваемой струи. При этом значения переменных вычисляются только для частиц, принадлежащих тяжелоионному событию, по аналогии с тем, как в реальном эксперименте он вычисляется на данных, взятых с минимальными отборами. Множественность заряженных частиц в струе вычисляется как количество

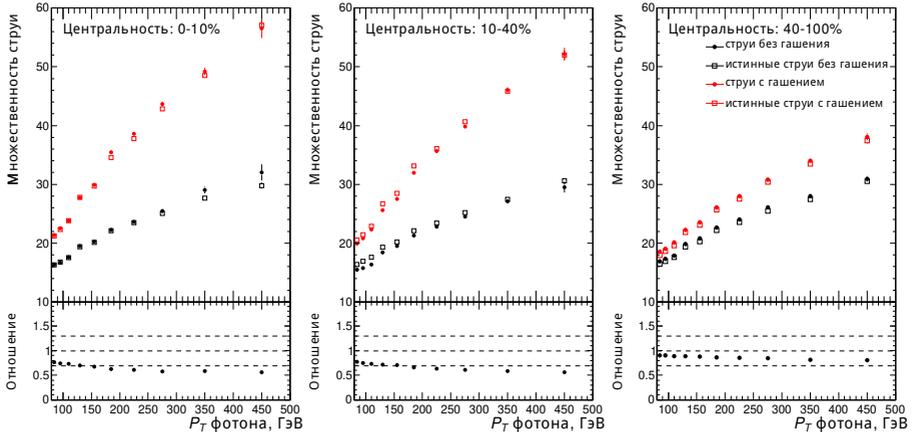


Рис. 10: Измеренная множественность струи после вычитания фона от события-подложки в зависимости от  $p_T$  фотона в сравнении с истинным значением для трех интервалов по центральности. Приведены зависимости для вариантов с гашением сигнальной струи и без гашения

заряженных частиц, попадающих в конус вокруг оси струи с радиусом 0.4. Для данной переменной характерен рост среднего значения с ростом  $p_T$  фотона. Также можно наблюдать отсутствие зависимости от центральности для событий без эффекта гашения струй. Разница между переменными с или без эффекта гашения струй увеличивается в случае более центральных событий, как показано на Рис. 10.

Средняя ширина струи вычисляется по формуле

$$\langle \delta R^2 \rangle(p_T) = \frac{\sum_{i \in jet} \Delta R_i^2 p_T^i}{\sum_{i \in jet} p_T^i} \quad (16)$$

где  $\Delta R^2 = \Delta \eta^2 + \Delta \phi^2$  - это квадрат расстояния от частицы до оси струи в пространстве  $\eta, \phi$ . С ростом  $p_T$  струя сужается. В случае наличия эффекта гашения струй также наблюдается уширение струи по мере увеличения центральности соударений. Распределения показаны на Рис 11.

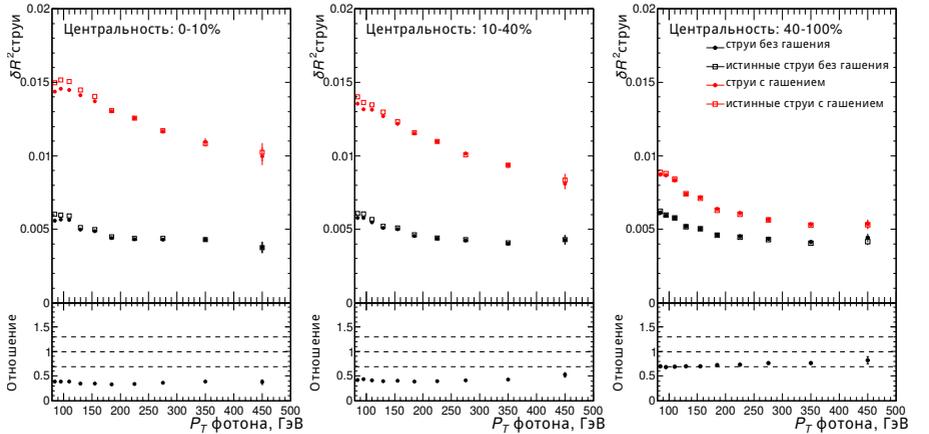


Рис. 11: Измеренная ширина струи после вычитания фона от события-подложки в зависимости от  $p_T$  фотона в сравнении с истинным значением для трех интервалов по центральности. Приведены зависимости для вариантов с гашением сигнальной струи и без гашения

Заряд струи вычисляется по формуле

$$Q(p_T) = \frac{1}{\sqrt{p_T(jet)}} \sum_{i \in jet} q(i) \sqrt{p_T(i)} \quad (17)$$

Заряд струи остается постоянным вне зависимости от центральности или  $p_T$  фотона. Заряд струи уменьшается при наличии эффекта гашения струй. Распределения показаны на Рис. 12.

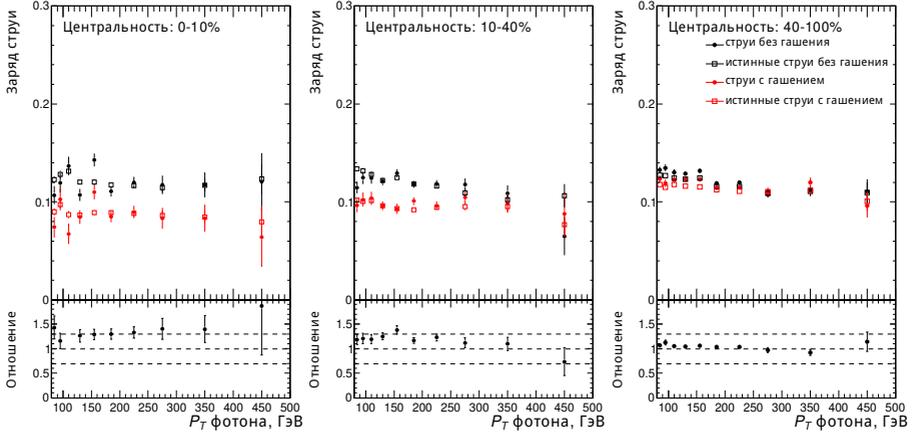


Рис. 12: Измеренный заряд струи после вычитания фона от события-подложки в зависимости от  $p_T$  фотона в сравнении с истинным значением для трех интервалов по центральности. Приведены зависимости для вариантов с гашением сигнальной струи и без гашения

Для разработки кварк-глюонного дискриминатора был использован метод машинного обучения Gradient Boosted Decision Tree (GBDT) из пакета ROOT TMVA. Для обучения классификатора GBDT используются три переменные, описанные выше. При обучении заранее известно, какая струя является глюонной, а какая - кварковой. 90% данных используются для обучения, 10% для оценки результатов. Обучение проводится отдельно для трех разных диапазонов по центральности (0% – 10%), (10% – 30%), (30% – 100%) и отдельно для данных с эффектом гашения струй и без него. Обученные модели применялись в тех же диапазонах. Критерием оценки эффективности обучения является определение долей кварковых и глюонных струй и их сравнение с истинными значениями из Монте-Карло. На Рис. 13 приведено итоговое значение для измеренной на независимой статистике Монте-Карло фракции глюонных струй для разных диапазонов по центральности. Истинное значение для доли глюонных струй при этом равно 0.2. Статистические ошибки находятся в пределах 5%. Результаты

на данных с гашением струй и без него, совпадают.

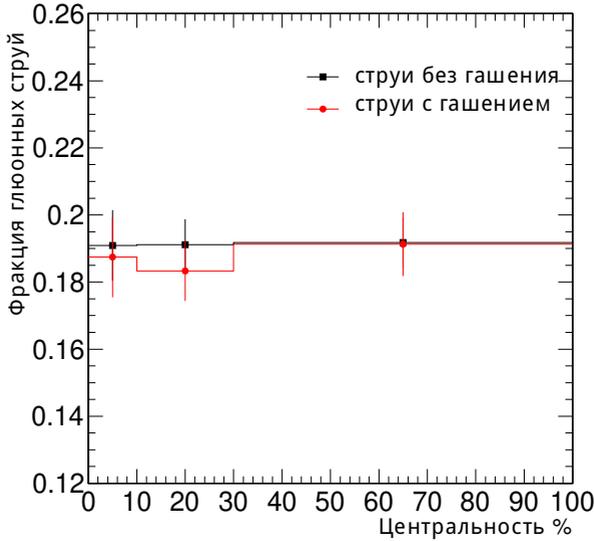


Рис. 13: Измеренная фракция глюонных струй в зависимости от центральности для данных без эффекта гашения струй и с эффектом гашения струй. Истинная фракция, заложенная в Монте-Карло равна 0.2

Описано несколько вариантов использования описанной методики на реальных данных CMS по соударениям ионов свинца:

- Использовать модель обученную на Монте-Карло с эффектом гашения струй. При этом потребуются подстройка Монте-Карло генераторов (Pyquen, Hydjet)
- Использовать модель обученную на Монте-Карло без эффекта гашения струй. Монте-Карло генераторы хорошо описывает pp данные. При этом потребуются коррекция значений переменных в экспериментальных данных, с целью убрать влияние эффекта гашения струй. Значения переменных  $V_q$  (множественность, ширина или заряд) для каждой струи поправляются на фактор, полученный из разницы средних значений переменных с эффектом гашения и средних значений переменных без эффекта гашения:  $V_{\text{гаш}}^{\text{корр}} = V_{\text{гаш}} - (\langle V_{\text{гаш}} \rangle - \langle V \rangle)$

- Использовать модель обученную на данных CMS по соударениям ионов свинца, где аромат струи заранее известен (трехструйные события, Z+струя)

В **заключении** сформулированы основные выводы диссертационной работы. **Основные результаты и выводы:**

1. Измерены радиационные повреждения сцинтилляторов адронного калориметра CMS с помощью радиоактивного источника  $^{60}\text{Co}$ . Получена зависимость параметра  $\mu$ , характеризующего радиационные повреждения, от мощности дозы. Полученные результаты были использованы для коррекции отклика адронного калориметра, а также для первичной калибровки адронного калориметра после замены фронтальной электроники (Phase-I upgrade).
2. Оценено разрешение по поперечному импульсу и неопределенность энергетической шкалы для струй, реконструированных с помощью алгоритма Jet-Plus-Track. Также была проведена оценка эффективности работы алгоритма при идентификации струй из сигнального события и разделения струй на кварковые и глюонные.
3. Представлено первое измерение средней множественности заряженных частиц и центрального второго момента профиля струи в зависимости от поперечного импульса струи.
4. Исследованы переменные, характеризующие форму, множественность и заряд струи при взаимодействии тяжелых ионов на основе Монте-Карло моделирования. Показана устойчивость переменных к вычитанию события-подложки. Данные переменные принимают разные значения для кварковых и глюонных струй для всего диапазона по центральности соударений, что позволяет их использовать в машинном обучении для идентификации кварковых и глюонных струй.

**Публикации автора по теме диссертации** Основные результаты диссертации опубликованы в четырех работах, индексируемых в базах данных Scopus, WoS, RSCI:

1. A.M. Sirunyan et al (CMS Collaboration), “Measurements with silicon photomultipliers of dose-rate effects in the radiation damage of plastic scintillator tiles in the CMS hadron endcap calorimeter.” JINST Vol. 15, 2020, P06009; импакт-фактор журнала 1.32 (SJR 2022)
2. S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration), “Shape, transverse size, and charged-hadron multiplicity of jets in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7TeV$ .” JHEP Vol. 06, 2012, P. 160; импакт-фактор журнала 3.92 (SJR 2022)
3. О. Л. Кодолова, С. В. Образцов, И. Н. Варданыан, А. Н. Никитенко, Н. В. Лычковская, В. Б. Гаврилов, М. Д. Томс, Коллаборация CMS, “Принципы работы алгоритма реконструкции струй с использованием калориметрических и трековых детекторов при соударении частиц высокой энергии.” ВМУ. Серия 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 2018. № 3 3-12.  
O. L. Kodolova, S. V. Obraztsov, I. N. Vardanyan, A. N. Nikitenko, N. V. Lichkovskaya, V. B. Gavrilov, M. D. Toms, CMS Collaboration, “The Operating Principles of an Algorithm for Jet Reconstruction Using a Calorimeter and Trackers in Collisions of High-Energy Particles.” Moscow Univ. Phys. 73, 2018, P. 241; импакт-фактор журнала 0.42 (SJR 2022)
4. О. Л. Кодолова, С. В. Образцов “Разделение кварковых и глюонных струй в соударениях тяжелых ионов при высоких энергиях”, ВМУ, Серия 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 2023. 78(5).  
Kodolova, O.L., Obraztsov, S.V., “Separation of Quark and Gluon Jets in Heavy Ion Collisions at High Energies.” Moscow Univ. Phys. 78, 2023, P. 634; импакт-фактор журнала 0.42 (SJR 2022)

## Список литературы

- [1] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Colab.), JINST **3**, S08004 (2008).
- [2] K. Wick *et al.*, “Recovery and dose-rate dependence of radiation damage in scintillators, wavelength shifters and light guides”, Nucl. Instrum. Meth. B 61 (1991) 472, doi:10.1016/0168-583X(91)95325-8.
- [3] A. D. Bross and A. Pla-Dalmau, “Radiation damage of plastic scintillators”, IEEE Trans. Nucl. Sci. 39 (1992) 1199, doi:10.1109/23.173178.
- [4] I. B. Berلمان, “The effect of massive  $60\text{Co}$  doses on the light output of a scintillator solution”, Radiological Physics Division Semiannual Report for July through December 1957 ANL-5829, Argonne National Laboratory, 1958
- [5] A. Ferrari, P.R. Sala, A. Fasso and J. Ranft, FLUKA: A multi-particle transport code (Program version 2005), CERN-2005-010 (2005) [<https://doi.org/10.2172/877507>].
- [6] A. Hocker *et al.*, “TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis”, PoS ACAT (2007)040, arXiv:physics/0703039.
- [7] А.Н. Тихонов Докл. ФН СССР, 1963, том 151, номер 3, 501-504
- [8] *CMS and ATLAS collaborations.* // "Distinguishing quark and gluon jets at the LHC Parton Radiation and Fragmentation from LHC to FCC-ee : CERN, Geneva, Switzerland, November 22-23, 2016, 73-78 Contribution to:eeJets2016, p. 73-78
- [9] *I.P. Lokhtin, A.M. Snigirev* // Eur. Phys. J. C 45 (2006) P. 211
- [10] *M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez* // “The anti-k T jet clustering algorithm”, JHEP 04 (2008) 063, doi:10.1088/1126-6708/2008/04/063, arXiv:0802.1189
- [11] *M. Cacciari, G.P. Salam and G. Soyez* // Eur. Phys. J. C 72 (2012) P. 1896
- [12] *O. Kodolova, I. Vardanian, A. Nikitenko, and A. Oulianov* // Eur. Phys. J. C 50 (2007) P.117
- [13] *CMS collaboration* // "Quark-gluon Jet Discrimination At CMS arXiv:1409.3072v1

- [14] *CMS collaboration* // "Observation and studies of jet quenching in PbPb collisions at nucleon-nucleon center-of-mass energy = 2.76 TeV"<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.84.024906>, 17-18