

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ УНИТАРНОЕ ПРЕДПРИЯТИЕ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ
ИМ. А.И.АЛИХАНОВА

на правах рукописи

Лычковская Наталья Вячеславовна

Использование характеристик
адронных струй в анализе
процессов Стандартной модели
на детекторе CMS

Специальность 01.04.23 – физика высоких энергий

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва 2010

УДК 539.126

Работа выполнена в ГНЦ РФ “Институт теоретической и экспериментальной физики” им. А.И.Алиханова.

Научный руководитель: доктор физ.-мат. наук В. Б. Гаврилов
(ГНЦ РФ ИТЭФ, г. Москва)

Официальные оппоненты: доктор физ.-мат. наук В. Т. Ким
(ПИЯФ РАН, г. Гатчина)

доктор физ.-мат. наук А. А. Ростовцев
(ГНЦ РФ ИТЭФ, г. Москва)

Ведущая организация: НИИЯФ МГУ (г. Москва)

Защита состоится 21 декабря 2010 г. в 14 часов на заседании диссертационного совета Д 201.002.01 в конференц-зале ГНЦ РФ ИТЭФ по адресу: г. Москва, ул. Б. Черемушкинская д. 25.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИТЭФ.

Автореферат разослан 18 ноября 2010 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
кандидат физ.-мат. наук

В. В. Васильев

1. Общая характеристика работы

В диссертации проведено исследование характеристик адронных струй, которые могут быть полезными при анализе процессов Стандартной модели и поиске новых частиц за ее рамками на детекторе CMS. Исследование состоит из трех частей.

На первом этапе работы были исследованы множественность заряженных частиц в струе и поперечная структура струи, с использованием 2-го центрального момента распределения поперечного импульса в струе. До того, как появилась возможность работать с экспериментальными данными детектора CMS, было проведено сравнение предсказаний Монте-Карло генераторов HERWIG++ и PYTHIA на статистике 10 пб^{-1} смоделированных данных для энергии $\sqrt{s} = 10 \text{ ТэВ}$.

После начала работы Большого адронного коллайдера (LHC) весной 2010 г. был проведен второй этап исследования. Первые данные детектора CMS, полученные за период с апреля по июнь 2010 г. при энергии pp столкновения в системе центра масс $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$, позволили провести исследование поперечной структуры струи и множественности заряженных частиц на статистике 78 нб^{-1} .

Третья часть исследования посвящена разработке нового метода, позволяющего отделить струи, соответствующие первичной вершине сигнального столкновения, от струй, рожденных в дополнительных столкновениях протонов. Метод основан на использовании информации, полученной после реконструкции события в трекаре детектора CMS. В результате была показана возможность успешного применения разработанного метода для повышения эффективности выделения сигнала qqH из фоновых событий.

1.1. Актуальность темы

Процессы с образованием адронных струй не имеют точного описания в рамках квантовой хромодинамики (КХД). В частности, остается открытым вопрос об описании адронизации - процессе фрагментации партонов в адроны, основанном на фундаментальных принципах хромодинамики. Поэтому для описания адронизации приходится прибегать

к приближенным моделям. Наиболее общеупотребительные из них - струнная и кластерная. Анализируя форму струи при адрон-адронных столкновениях, можно понять разницу между различными моделями партонных каскадов, моделями адронизации, а также генераторами и их параметрами. Это позволит повысить точность описания процессов рождения струй.

Форма адронных струй изучалась в таких экспериментах как ZEUS и H1 (HERA, DESY), CDF и D0 (Tevatron, Fermilab). В частности было показано, что струи становятся более узкими при росте поперечного импульса. При этом глюонные струи в среднем шире, чем кварковые. Коллайдер LHC дает уникальную возможность провести исследование формы струй при значительно более высоких энергиях, чем предшествующие эксперименты. Различие характеристик кварковых и глюонных струй может позволить повысить эффективность разделения сигнальных и фоновых событий при анализе различных процессов, например распада нового калибровочного бозона $Z' \rightarrow qq$.

Одной из особенностей ускорителя LHC, усложняющей анализ физически значимых процессов, является то, что каждое событие с рождением новых тяжелых частиц сопровождается большим количеством фоновых столкновений при росте светимости. Большое количество частиц, образованных от дополнительных столкновений протонов (так называемых "pile-up" событий) будет затруднять выделение сигнального события. Поэтому особенно актуальной становится проблема выделения сигнального события на большом фоне "pile-up" событий.

1.2. Цель и задачи диссертационного исследования

Цель данного исследования – выявить характеристики адронных струй, которые могут быть полезными при анализе процессов Стандартной модели.

В соответствии с этим были поставлены следующие *задачи диссертационного исследования*:

1. Определить переменные, описывающие структуру адронной струи, по которым было бы возможно провести тонкую настройку Монте-Карло генераторов на первых данных детектора CMS и с помощью которых возможно эффективно протестировать различные модели адронизации струй;

2. Изучить структуру адронной струи с использованием предложенных переменных на первых данных детектора CMS;

3. Исследовать возможность оценки доли кварковых и глюонных струй по структуре струи;
4. Разработать метод отбора струй по первичной вершине взаимодействия, позволяющего подавить фон от дополнительных столкновений протонов.

1.3. Научная новизна и результаты диссертационного исследования

На защиту выносятся следующие новые *научные результаты*:

1. Предложены новые переменные, описывающие структуру адронной струи, – 2-й момент поперечного распределения импульса в струе и множественность заряженных частиц в струе. Показано, что эти переменные могут быть использованы для настройки Монте-Карло генераторов на первых данных детектора CMS. Проанализированы ожидаемые систематические погрешности. Продемонстрировано, что на 10 пб^{-1} данных эксперимента CMS можно будет увидеть разницу между предсказаниями различных Монте-Карло генераторов с отличием на уровне 10%.

2. Проведено исследование поперечной структуры и средней множественности заряженных частиц для адронных струй на первых данных детектора CMS. Показано, что экспериментальные результаты, полученные на статистике 78 нб^{-1} , находятся в хорошем согласии с предсказаниями генераторов PYTHIA6 и HERWIG++.

3. Показано, что 2-й момент поперечного распределения импульса и средняя множественность заряженных частиц в адронной струе чувствительны к соотношению кварковых и глюонных струй.

4. Разработан новый метод отбора струи по первичной вершине взаимодействия, позволяющий подавить фон от дополнительных столкновений протонов и основанный на информации о треках заряженных частиц и первичных вершинах в детекторе CMS.

1.4. Апробация результатов и публикации

Материалы данной работы докладывались автором и обсуждались на многочисленных семинарах и совещаниях международной коллаборации CMS; на международных конференциях, включая: "14th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics" (Москва, Россия) в 2009 г.[1], ICHEP2010 (Париж, Франция) в 2010 г.[2]; на научной сессии-конференции секции

ядерной физики ОФН РАН (Москва, Россия) в 2009 г., на международной летней школе "The European Schools of High-Energy Physics" (Аронсборг, Швеция) в 2006 г.

Основные результаты диссертационного исследования опубликованы в реферируемых журналах [3,4] и в виде статей коллаборации CMS [5-9] .

1.5. Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. В диссертации 103 страницы, включая 49 рисунков и 7 таблиц. В конце работы представлен список литературы.

2. Содержание работы

Во **введении** ставятся цели и задачи диссертационного исследования, обосновывается актуальность исследуемой темы и приводится план изложения материала по главам.

В **первой главе** приведено теоретическое описание процесса образования адронных струй, а также основных моделей адронизации, используемых в настоящее время. Также даны указания на специфику исследования струй на адронных коллайдерах высоких энергий.

Описываются основные подходы, которые используются при моделировании множественных партон-партонных взаимодействий при протон-протонных столкновениях. В адрон-адронных столкновениях составная природа начальных адронов подразумевает возможность того, что несколько пар партонов участвуют в отдельных одновременных рассеяниях – это явление называют *многопартонными взаимодействиями*. В некоторых событиях эти дополнительные рассеяния могут быть жесткими (с большими поперечными импульсами), но в основном это мягкие процессы. Такие дополнительные события дают ощутимый вклад в структуру события.

На коллайдерах с высокой светимостью происходит несколько столкновений между частицами в одном или нескольких столкновениях пучков частиц, то есть так называемые *'pile-up' события*, которые далее участвуют в общем рождении частиц, наблюдаемых на детекторе. Таким образом, велика вероятность, что в одном столкновении сгустков частиц будет происходить несколько отдельных событий.

Процесс образования адронных струй можно разделить на три этапа. На первом этапе происходит жесткое рассеяние двух

партонов, принадлежащих двум сталкивающимся протонам. Этот этап характеризуется большим переданным импульсом Q и описывается диаграммой Фейнмана с небольшим числом конечных частиц.

На втором этапе высокоэнергетичные партоны, рожденные на первом этапе, превращаются в партонные каскады (ливни) за счет тормозного излучения глюонов и рождения $q\bar{q}$ пар. Эти каскады, которые благодаря коллинеарному усилению амплитуд КХД развиваются в основном вдоль направлений партон-прародителей, являются предшественниками адронных струй, наблюдаемых на детекторе. Второй этап характеризуется переданными импульсами $Q^2 > t > t_0$, где шкала обрезания t_0 заметно превосходит шкалу КХД Λ^2 , что даст возможность применять теорию возмущений. На выходе второго этапа имеется мультипартонное состояние с характерными виртуальностями (т.е. возведенными в квадрат четырехимпульсами) партон-прародителей порядка t_0 . Мы будем называть такое состояние промежуточным партонным состоянием.

Третий этап, называемый адронизацией, состоит в превращении промежуточного партонного состояния в адроны. Для описания адронизации приходится прибегать к различным феноменологическим моделям. Рассмотрим две наиболее распространенные из них: струнную и кластерную.

Согласно кластерной модели в ее простейшем варианте, партоны, образующиеся в процессе расщепления начальных глюонов на пары кварк-антикварк, образуют бесцветные пары $q\bar{q}$ - синглетные кластеры. Эти кластеры имеют универсальный спектр по массе, быстро спадающий на больших массах. Форма этого спектра определяется КХД шкалой Λ , параметром обрезания партонного ливня t_0 . Типичная масса таких кластеров порядка двух или трех значений $\sqrt{t_0}$. Эта модель содержит небольшое число параметров, в ней есть естественный механизм генерации поперечных импульсов конечных адронов и подавления тяжелых частиц в адронизации. Однако кластерная модель имеет трудности с описанием распада очень массивных кластеров, а также с подавлением рождения барионов и тяжелых кварков.

Струнная модель базируется на динамике релятивистской струны, представляющей цветовой поток между кварком и антикварком в первоначальной паре $q\bar{q}$. Благодаря струне возникает линейный потенциал (явление конфайнмента). Затем струна распадается на кварк-антикварковые пары. Глюоны, возникшие в партонном ливне,

порождают изломы на струне. Модель имеет следующие основные феноменологические параметры: распределение по поперечному импульсу адронов и параметры подавления тяжелых частиц. Струнная модель также испытывает трудности с описанием рождения барионов.

Струнная модель используется в Монте-Карло генераторе PYTHIA, а кластерная модель – в генераторе HERWIG++.

Отметим необходимость определения величин, по которым возможно произвести настройку параметров генераторов, в результате которой генератор смог бы хорошо описывать данные эксперимента.

Вторая глава посвящена описанию детектора CMS, его техническим характеристикам, обусловленным программой исследования, а также описанию основных компонент детектора: магнита, мюонной системы, электромагнитного и адронного калориметров, трекерной системы. Также приводится краткое описание триггерной системы и системы сбора данных.

Компактный Мюонный Соленоид (CMS) – один из детекторов Большого адронного коллайдера (LHC). Целью эксперимента CMS является изучение протон-протонных столкновений при энергии в системе центра масс 14 ТэВ при светимости до $10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Детектор CMS имеет массу 12500 тонн, его размеры – 21.6 м в длину и 14.6 м в высоту.

Электромагнитный калориметр (ECAL) детектора CMS состоит из 61200 кристаллов вольфрамата свинца (PbWO_4) в центральной части и 7324 кристаллов в каждой из торцевых частей.

Центральная часть электромагнитного детектора покрывает область псевдобыстрот $|\eta| < 1.479$. 61200 кристаллов разбиваются на 360 ячеек по азимутальному углу ϕ и на 285 ячеек по псевдобыстроте η . Передняя поверхность сегментирована с гранулярностью 0.0174×0.0174 в плоскости $(\eta; \phi)$ и расположена на расстоянии 1.29 м от оси пучка. Разрешение по энергии в ECAL было измерено на тестовых пучках:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{2.8\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus \frac{12\%}{E(\text{GeV})} \oplus 0.3\%.$$

Фотоны, электроны и позитроны, попадающие в область псевдобыстрот $1.479 < |\eta| < 3.0$ детектируются торцевыми частями электромагнитного калориметра, расположенного на расстоянии 315.4 см от точки взаимодействия.

Дополнительный предливниевый детектор идентифицирует нейтральные пионы в области псевдобыстрот $1.653 < |\eta| < 2.6$. Кроме этого, он должен отличать электроны от минимально ионизирующих частиц и благодаря высокой гранулярности помочь улучшить разрешение

по координате для электронов и фотонов.

Адронный калориметр детектора CMS (HCAL) детектирует адронные струи. Данные калориметра важны для измерения потеряннй поперечной энергии, уносимой нейтрино или экзотическими частицами. Центральный адронный калориметр расположен между внешней границей электромагнитного калориметра (на расстоянии 1.77 м от оси пучка) и внутренней границей соленоида магнита (на расстоянии 2.95 м от оси пучка).

Область псевдобыстрот $|\eta| < 1.3$ охвачена центральной частью адронного калориметра (HB), состоящей из 36 идентичных азимутальных клиньев, которые группируются в две составляющие, HB+ и HB-. Каждый клин разбит на 4 сегмента по азимуту, которые в свою очередь состоят из 72 башен (суммарно), структурированных в плоскости (η, ϕ) . Струи, попадающие в область псевдобыстрот $1.3 < |\eta| < 3$ детектируются в торцевых адронных калориметрах (HE). Как правило, 34% всех частиц попадают в эту область псевдобыстрот. Торцевые калориметры для HCAL и ECAL имеют общую протяженность 10 длин взаимодействия. Размеры ячеек калориметра до $|\eta| = 1.6$ - $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.087 \times 0.087$ и $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.17 \times 0.17$ в передней области ($1.6 < |\eta| < 3$).

Внешний адронный калориметр (HO) расположен в центральной области ($|\eta| < 1.3$) вне соленоида. Он нацелен на измерение энергии в хвостовых частях адронных ливней, которые не регистрируются в центральной части электромагнитного и адронного калориметров.

Передний адронный калориметр (HF) (расположенный на расстоянии 11.2 м от вершины взаимодействия) покрывает область псевдобыстрот $3 < |\eta| < 5.2$. На эту часть детектора приходится наибольший поток частиц: при каждом протон-протонном столкновении в двух передних калориметрах будет выделяться в среднем 760 ГэВ и только 100 ГэВ в остальных частях детектора. В HF в основном измеряют электромагнитную составляющую ливня. Обе части переднего калориметра разбиты на башни с ячейками размером 0.175×0.175 в плоскости (η, ϕ) .

В центральной части совместное разрешение ECAL и HCAL для π -мезонов составляет $\frac{115.3\%}{\sqrt{E}} \oplus 5.5\%$.

Траектории и вершины заряженных частиц определяются в трекерной системе детектора CMS. Трекер располагается вокруг точки взаимодействия и имеет длину 5.8 м и радиус 1.25 м. Магнитное поле отклоняет траектории заряженных частиц, что дает возможность измерить

импульс и заряд частицы в кремниевом трекерном детекторе.

Трекер спроектирован таким образом, чтобы одновременно совместить требование высокой гранулярности и быстрого отклика, а также подавление множественного рассеяния, тормозного излучения, фотонной конверсии и ядерных взаимодействий частиц. Внутренняя трекерная система детектора CMS позволяет делать надежную, точную и эффективную реконструкцию заряженных частиц с поперечным импульсом выше 1 ГэВ/с, попадающих в область псевдобыстрот $|\eta| < 2.5$. Разрешение по энергии для изолированных мюонов с поперечным импульсом ~ 100 ГэВ/с составляет (1-2)% для области псевдобыстрот $|\eta| < 1.6$.

Третья глава описывает алгоритмы реконструкции адронных струй, а также методы поправок энергий адронных струй, разработанные в коллаборации CMS.

Калориметрические струи реконструируются по вкладам энергии в ячейках электромагнитного и адронного калориметра, скомбинированных в калориметрические башни. Калориметрическая башня состоит из одной или более HCAL-ячеек и геометрически соответствующим им кристаллам ECAL. Для того, чтобы подавить шум от считывающей электроники калориметра, применяются пороги на энергии отдельных ячеек во время построения башен для реконструкции струй.

Существует несколько алгоритмов реконструкции калориметрических струй. Среди них – итерационный конусный алгоритм (используемый, как правило, для триггера высокого уровня) и AntiK_T-алгоритм, принятые в коллаборации CMS для проведения анализа процессов рождения струй.

Итерационный конусный алгоритм является простейшим конусным алгоритмом, принятым в коллаборации CMS для триггера высокого уровня (High Level Trigger - HLT). Он имеет достаточно короткое и предсказуемое время работы. Калориметрические башни (или частицы) с $E_T > 1$ ГэВ рассматриваются в порядке убывания как входы для итерационного поиска стабильного конуса таким образом, что все составляющие, находящиеся на расстоянии $\sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < R$ от оси конуса приписываются струе. Здесь R – параметр, характеризующий размер конуса струи. Конус называют стабильным, если его геометрический центр согласован с координатой (η, ϕ) для суммы по 4-импульсу составляющих в пределах допустимой точности. Найденный стабильный конус называют струей, а его составляющие убирают из рассмотрения. Недостатком алгоритма является то, что он не является стабильным по отношению к инфракрасным и коллинеарным

расходимостям в квантовой хромодинамике.

K_T -алгоритм (предшественник $AntiK_T$ -алгоритма) впервые был использован в анализе данных экспериментов на электрон-позитронных коллайдерах. Два партона (или две частицы, или две башни калориметра) объединяются, если их относительный поперечный импульс меньше заданной величины. В отличие от конусных алгоритмов K_T -алгоритм не имеет проблем с перекрыванием струй, при этом каждая калориметрическая башня оказывается приписанной к какой-то струе. Алгоритм является стабильным по отношению к инфракрасным и коллинеарным расходимостям в КХД.

$AntiK_T$ -алгоритм, также как и K_T -алгоритм, вычисляет определенным образом расстояния между объектами (частицы, прото-струи), а также между объектом и пучком. Кластеризация также происходит путем определения наименьшего расстояния. Отличие от K_T -алгоритма заключается в способе определения этих расстояний.

Энергия струи, измеренная в детекторе, как правило, отличается от энергии струи, реконструированной по частицам. Основной причиной такого несоответствия являются неоднородность и нелинейность отклика калориметра детектора CMS. Кроме того, шум от электроники и дополнительные взаимодействия в том же столкновении пучков также приводят к нежелательной дополнительной энергии. Цель поправок для энергий струй – соотнести, в среднем, энергию, измеренную в детекторе, с энергией соответствующей струи, восстановленной из частиц.

Калориметрические поправки энергии струй. В эксперименте CMS разработана факторизованная многоуровневая система поправок для струй. Математически последовательную систему поправок для энергии струй можно выразить следующим образом:

$$E_{Corrected} = (E_{Uncorrected} - E_{offset}) \times C_{Rel}(\eta, p_T'') \times C_{Abs}(p_T'), \quad (1)$$

где p_T'' – поперечный импульс струи с 'offset'-поправкой, $p_T' = p_T'' \times C_{Rel}(\eta, p_T'')$ – поперечный импульс струи с 'offset'-поправкой и с поправкой на η -зависимость.

Поправки должны быть применены в следующем порядке:

1. *Offset* (обязательная поправка, связанная с 'pile-up'-эффектом и шумами от электроники).

'Pile-up'-эффект от множественных протон-протонных столкновений и шумов электроники в детекторе приводят к смещению энергии. Цель 'offset'

поправки – вычесть, в среднем, это нежелательное смещение.

2. *Relative* (η) (обязательная поправка, компенсирующая отклонение отклика струи в зависимости от η в рассматриваемой области).

Отклик на струю изменяется как функция от псевдобыстроты струи для фиксированного поперечного импульса струи p_T . Цель поправок на η -зависимость – убрать эти вариации и сделать отклик независимым от η . Планируется определять эту поправку сначала из Монте-Карло событий, а затем из реальных двухструйных событий.

3. *Absolute* (p_T) (обязательная поправка, компенсирующая зависимость отклика струи от p_T в рассматриваемой области).

Отклик калориметра CMS для струи на уровне частиц меньше единицы и изменяется как функция от поперечного импульса струи. Цель такой поправки – устранить эти изменения и сделать отклик равным единице для всех p_T в заданной области $|\eta| < 1.3$. В сочетании с первыми двумя поправками, поправка на p_T -зависимость дает полную коррекцию до уровня частиц, необходимого для большинства анализов в CMS. Планируется определять эту поправку сначала из Монте-Карло событий, а затем из реальных событий 'фотон + струя' и 'Z бозон + струя'.

JetPlusTrack(JPT) алгоритм. Алгоритм корректирует энергию и направление калориметрических струй. Он использует высокоэффективный трекер детектора CMS, чтобы улучшить отклик и разрешение по p_T для калориметрических струй (трекер охватывает области до $|\eta| \approx 2.4$). Треки заряженных частиц ассоциируются с каждой струей. Треки разделяются на две группы: если их проекция на поверхность калориметра (ECAL) попадает в конус струи или оказывается вне его из-за магнитного поля. Импульс и тех, и других треков добавляется к энергии соответствующей струи, а средняя энергия первых, выделенная в калориметре, вычитается. Объединив информацию, предоставленную трекером и калориметром, можно существенно улучшить разрешение энергии струи.

При сравнении разрешения по энергии струй для скорректированных калориметрических струй и для струй в JPT алгоритме было показано, что JPT алгоритм дает заметно лучшие результаты.

Также стоит отметить, что JPT алгоритм выгодно отличается от стандартных калориметрических поправок на энергии струй тем, что дает меньшую разницу между откликом энергии струи (отношением энергии реконструированной струи к энергии струи, сгенерированной Монте-Карло

генератором) для легких кварков и глюонов – около 2%. В случае калориметрических поправок эта разница составляет 10 (5)% для струй с $p_T = 50$ (100) ГэВ.

В **четвертой главе** приводятся основные результаты исследования структуры адронных струй на детекторе CMS.

Анализируя форму струи при адрон-адронных столкновениях, можно понять разницу между различными моделями адронизации, генераторами и их параметрами. Глава посвящена анализу поперечной структуры струи на детекторе CMS, с использованием новой переменной – второго момента поперечного распределения импульса в струе. Переменные, использовавшиеся в предыдущих работах, на других экспериментах, содержат информацию о доле поперечного импульса, собранного в дополнительном конусе внутри конуса струи. Тем самым, эти переменные зависели от выбора радиуса дополнительного конуса. Новая переменная, предложенная в данной работе, позволяет избежать введение дополнительного конуса внутри струи и использует информацию о всех составляющих струи.

Был проведен анализ и сравнение предсказаний Монте-Карло генераторов HERWIG++ 2.2.0 и PYTHIA 6.401 tune D6T, а также предложенный метод проверен на первых экспериментальных данных детектора CMS, соответствующих статистике 78 нб^{-1} .

Для изучения поперечной структуры струи были предложены и впоследствии приняты коллаборацией CMS три новые переменные. Первая из них – 2-й момент распределения поперечного импульса в струе, который задается формулой

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

где $\Delta R^2(i, j) = (\phi_i - \phi_j)^2 + (\eta_i - \eta_j)^2$. Суммирование может быть произведено либо по стабильным частицам (частицам, среднее время жизни τ которых удовлетворяет критерию $c\tau > 10$ мм), либо по калориметрическим ячейкам (для случая анализа реконструированных в калориметре струй), либо по реконструированным трекам в конусе (η, ϕ) вокруг оси струи (если проводить анализ по трекам заряженных частиц).

Также удобно использовать дополнительные переменные $\langle \delta \phi^2 \rangle$ и $\langle \delta \eta^2 \rangle$, которые выражаются через 2-й момент поперечного распределения

импульса в струе в ϕ и η направлениях, соответственно:

$$\langle \delta\phi_{jet}^2 \rangle (p_T) = \frac{\sum_{i \in jet} (\phi_{jet} - \phi_i)^2 \cdot p_T^i}{\sum_{i \in jet} p_T^i}, \quad (3)$$

$$\langle \delta\eta_{jet}^2 \rangle (p_T) = \frac{\sum_{i \in jet} (\eta_{jet} - \eta_i)^2 \cdot p_T^i}{\sum_{i \in jet} p_T^i}. \quad (4)$$

Эти дополнительные переменные чувствительны к искажению формы струи, в частности, под воздействием сильного магнитного поля детектора CMS. Из-за сильного магнитного поля координата ϕ ливня заряженной частицы и ϕ -координата частицы в точке взаимодействия будут различаться. При этом соответствующая η -координата сильно не искажается. Таким образом, сравнение переменных $\langle \delta\phi^2 \rangle$ и $\langle \delta\eta^2 \rangle$ может быть использовано для оценки влияния магнитного поля на форму струи.

Необходимо принять во внимание влияние углового разрешения калориметрических струй, которое приводит к несовпадению направлений струи, реконструированной в калориметре, и струи, определенной по частицам.

Переменная $\langle \delta R_{jet}^2 \rangle$ может быть посчитана для случая струи, построенной по данным калориметра, и для случая струи на уровне генератора. Из-за угловой неопределенности оси этих струй не будут совпадать. Для того, чтобы этот эффект был учтенным, в работе предложено использовать вторые *центральные* моменты по ϕ and η вместо вторых моментов в определениях переменных поперечной структуры струи, а именно:

$$\langle \delta\phi_c^2 \rangle = \langle \delta\phi_{jet}^2 \rangle - \langle \delta\phi_{jet} \rangle^2, \quad (5)$$

$$\langle \delta\eta_c^2 \rangle = \langle \delta\eta_{jet}^2 \rangle - \langle \delta\eta_{jet} \rangle^2. \quad (6)$$

где $\langle \delta\phi_{jet}^2 \rangle$ и $\langle \delta\eta_{jet}^2 \rangle$ определяются уравнениями (3) и (4).

Складывая центральные моменты $\langle \delta\phi_c^2 \rangle$ и $\langle \delta\eta_c^2 \rangle$, получаем след матрицы корреляции $\eta - \phi$ (переменная $\langle \delta R_c^2 \rangle$), которая является одним из основных параметров для изучения поперечной структуры струи,

$$\langle \delta R_c^2 \rangle = \langle \delta\phi_c^2 \rangle + \langle \delta\eta_c^2 \rangle. \quad (7)$$

В ходе работы струи классифицировались по принципу соответствия партонам. Если расстояние между глюоном и струей удовлетворяло соотношению $\Delta R(\text{jet}, \text{parton}) < 0.6$, то данная струя классифицировалась как глюонная. Аналогично были отобраны кварковые струи.

Предсказания генераторов PYTHIA и HERWIG++. До того, как появилась возможность анализировать экспериментальные данные детектора CMS, был проведен первый этап работы – сравнение предсказаний Монте-Карло генераторов HERWIG++ и PYTHIA на статистике 10 пб^{-1} смоделированных данных при энергии $\sqrt{s} = 10 \text{ ТэВ}$.

На данном этапе рассматривался диапазон по поперечной энергии струй $80 \text{ ГэВ} < P_T^{jets} < 1000 \text{ ГэВ}$ и по псевдобыстроте $|\eta| < 3$. Для реконструкции струй использовался итерационный конусный алгоритм.

Как и в предшествующих экспериментах, было обнаружено, что струи становятся уже при росте поперечного импульса, при этом глюонные струи в среднем шире, чем кварковые. Как для кварковых, так и для глюонных струй, $\langle \delta R_{jet}^2 \rangle$ не зависит от η для фиксированного поперечного импульса струи. Это свойство проиллюстрировано на рис. 1 для генератора HERWIG++. Такое же поведение распределения для различных областей псевдобыстрот было замечено и для генератора PYTHIA.

На рис. 2 показана зависимость доли кварковых струй от поперечной энергии струй для двух диапазонов псевдобыстроты $|\eta|$ в центральной области. Можно заметить, что доля кварковых струй возрастает с p_T , при этом для больших $|\eta|$ наблюдается более высокая доля кварковых струй. Подобное поведение может быть объяснено доминированием кварков в протонных функциях распределения партонов (CTEQ6L1 PDF) в области больших значений Бьоркеновской переменной x и доминированием глюонов в области меньших x .

Магнитное поле детектора CMS приводит к широкому разбросу составляющих струи по калориметрическим ячейкам в ϕ -направлении. Как следствие наблюдается различие между переменными $\langle \delta \phi^2 \rangle_{cal}$ и $\langle \delta \eta^2 \rangle_{cal}$, обусловленное изменением формы струи под влиянием магнитного поля.

Для того, чтобы избежать искажения из-за магнитного поля, а также из-за нелинейности и неоднородности калориметра, в работе было предложено использовать в анализе форму струи, посчитанную по трекам. Таким образом, в уравнениях (4)-(6) суммирование будет происходить по стабильным заряженным частицам (в случае сгенерированных струй)

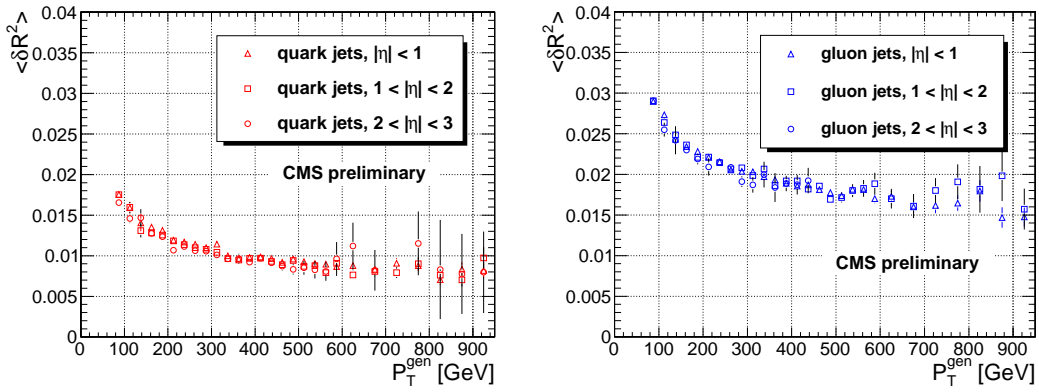


Рис. 1: Зависимость поперечной структуры струи от поперечной энергии струи для различных диапазонов псевдобыстрот η : в случае кварковых струй (слева) и глюонных струй (справа)

или реконструированным трекам (в случае реконструированных струй). Преимущество таких переменных по сравнению с измеренными в калориметре заключается в том, что разрешение для измерений в трекаре значительно выше, чем в калориметре. Магнитное поле не оказывает влияние на эти переменные, поскольку используются направления треков в точке взаимодействия.

Нелинейность отклика нескомпенсированного калориметра детектора CMS приводит не только к плохому разрешению по энергии для низких p_T , но также к разнице между откликом для кварковых и глюонных струй, реконструированных по данным калориметра. Энергии кварковых струй в среднем переоценены, а энергии глюонных струй недоизмерены, поскольку глюонные струи фрагментируют в большее число адронов с низкими энергиями, если сравнивать с кварковыми струями тех же энергий. Это является существенным недостатком применения калориметрических поправок, описанных в предыдущей главе диссертации.

Разработанный в коллаборации CMS JetPlusTrack-алгоритм для реконструкции струй, также описанный в предыдущей главе, комбинирует калориметрическую энергию струи и треки заряженных частиц. Алгоритм дает не только лучшее разрешение по энергии струи, но и практически одинаковый отклик для кварковых и глюонных струй в области $p_T > 150$ ГэВ.

На рис. 3 представлены предсказания генераторов PYTHIA и HERWIG++ для поперечной структуры струи на уровне частиц, а также результат из смоделированных реконструированных данных. В исследовании было показано, что основная разница между предсказаниями

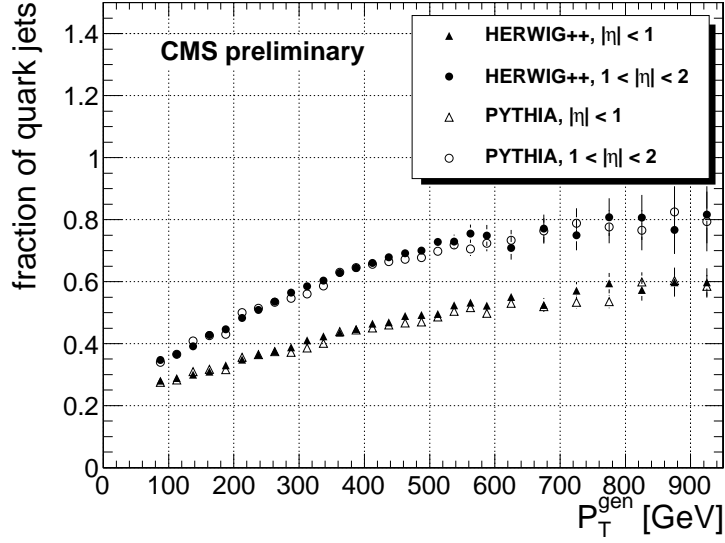


Рис. 2: Зависимость доли кварковых струй от поперечной энергии струй для различных диапазонов псевдобыстрот η : предсказания генераторов PYTHIA и HERWIG++

HERWIG++ и PYTHIA заключается в разнице предсказаний поперечной структуры струи для глюонных струй.

Можно сделать предварительный вывод, что данных детектора CMS при $\sqrt{s} = 10$ ТэВ, соответствующих интегральной светимости 10 pb^{-1} , будет достаточно для того, чтобы различить предсказания Монте-Карло генераторов, отличающихся на уровне 10%.

Измерение поперечной структуры струи на детекторе CMS. В период с апреля по июнь 2010 г. были накоплены первые данные детектора CMS по протон-протонным столкновениям при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, соответствующие интегральной светимости 78 nb^{-1} . В работе было проведено сравнение предсказаний генераторов с результатами, полученными на этих экспериментальных данных.

При анализе экспериментальных данных для отбора двухструйных событий требовалось, чтобы одна из двух наиболее энергетичных струй имела поперечный импульс $p_T^{jet} > 20$ ГэВ, а другая $p_T^{jet} > 10$ ГэВ. Угол ϕ между этими струями должен быть больше 2 радиан. Для того, чтобы минимизировать вклад ложных треков, были использованы треки с $p_T > 0.5$ ГэВ/с и дополнительным критерием $\delta p_T / p_T < 0.05$. Исследование на данном этапе ограничивается областью $|\eta| < 1$, где реконструкция треков имеет наивысшую эффективность и низкий уровень ложных треков, и $20 \text{ ГэВ} < P_T^{jet} < 180 \text{ ГэВ}$.

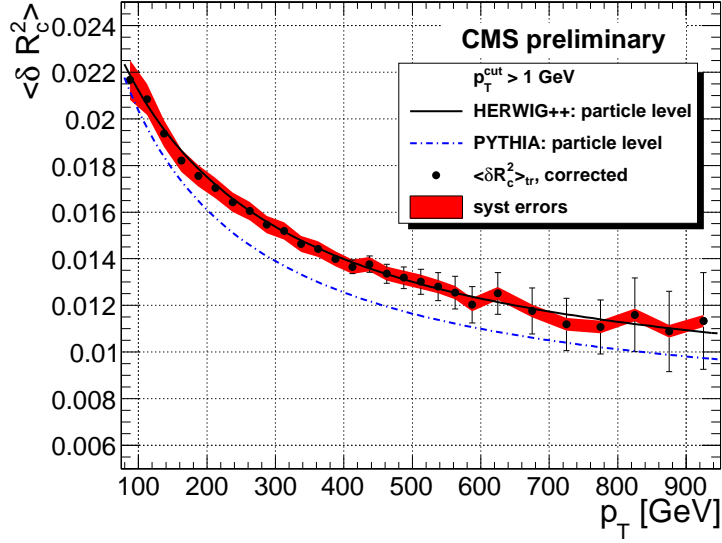


Рис. 3: Сравнение предсказаний PYTHIA и HERWIG++ для поперечной структуры струи при $|\eta| < 1$. Точки на рисунке соответствуют случаю реконструированных треков и поперечных импульсов, линии иллюстрируют случай заряженных частиц и сгенеренного поперечного импульса. Ошибки представляют статистические погрешности для 10 pb^{-1}

При анализе данных помимо переменной δR^2 , то есть 2-го момента поперечного распределения импульса в струе, была введена еще одна переменная, характеризующая структуру струи – множественность (то есть число) заряженных частиц в струе N_{ch} .

Систематические погрешности. В работе было рассмотрено, насколько чувствительны результаты к изменениям шкалы энергии. Неопределенность энергетической шкалы $\sim 5\%$ для JPT алгоритма. Это значение было использовано для оценки систематической погрешности для $\langle \delta R^2 \rangle$ и $\langle N_{ch} \rangle$ (путем изменения p_T струи в пределах неопределенности). 5% погрешность энергетической шкалы отразилась в виде 2% систематической погрешности измеряемых величин N_{ch} и $\langle \delta R^2 \rangle$. Если добавить систематику $2\% \times |\eta|$, то систематические погрешности оказываются на уровне 2.5%.

Распределения по множественности заряженных частиц в струе и по второму центральному радиальному моменту показаны на рис. 4 для инклюзивных струй с $|\eta| < 1$. На рисунке показано сравнение первых данных детектора CMS с данными, смоделированными с помощью генератора PYTHIA. Отметим, что распределения по экспериментальным данным немного шире, чем предсказывает генератор PYTHIA.

Зависимость поперечной структуры струи от поперечного импульса

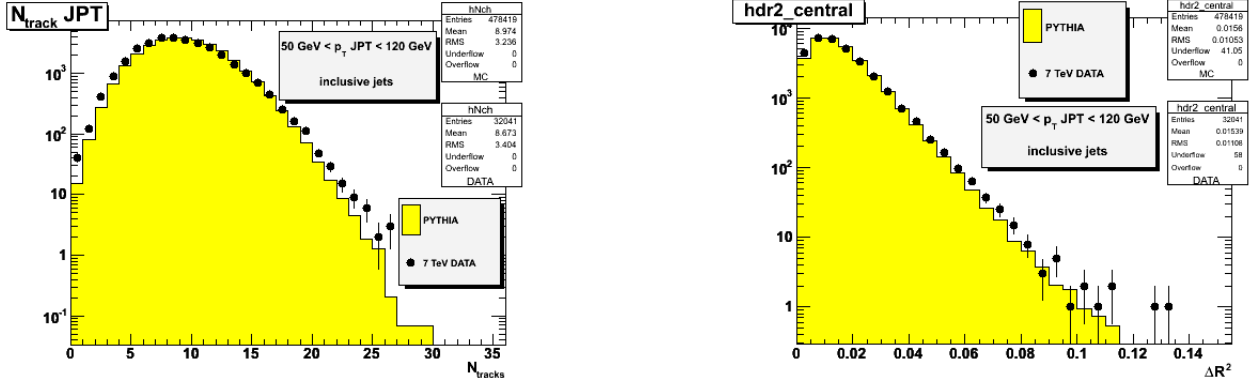


Рис. 4: Множественность заряженных частиц в струе (слева) и второй центральный радиальный момент (справа) для струй с $50 < p_T < 1200$ ГэВ. Инклюзивные струи. Данные показаны точками, а предсказания генератора PYTHIA ($p_T^{\hat{}} > 30$ ГэВ) показаны в виде гистограммы

струй и множественности заряженных частиц в струе от поперечного импульса струй показана на рис. 5 для двухструйных событий.

Средние распределения по множественности частиц для HERWIG++ и PYTHIA довольно близки, но все же заметны отличия. Для низких p_T измеренные струи на несколько процентов шире, чем предсказанные генератором HERWIG++, и уже, чем предсказывает PYTHIA; при этом точки, соответствующие экспериментальным данным, лежат посередине.

Возможность использования метода для оценки доли кварковых и глюонных струй. В работе также показано, что изучение поперечной структуры струи может быть также полезно для оценки доли кварковых и глюонных струй.

На рис. 6 показана зависимость переменной $\langle \delta R_c^2 \rangle$ от p_T струи отдельно для кварковых, глюонных струй на уровне частиц для сгенеренных событий, а также струй из реконструированных событий в диапазоне $|\eta| < 1$, полученных для энергии столкновения 10 ТэВ. Линии соответствуют генератору HERWIG++. Точки с ошибками показывают зависимость переменной $\langle \delta R_c^2 \rangle_{tr}$ с учетом поправки от p_T^{JPT} (статистические ошибки соответствуют интегральной светимости 10 пб^{-1}).

Зависимость поперечной структуры струи и множественности заряженных частиц в струе от поперечного импульса показана на рис. 7 для кварковых и глюонных струй при 7 ТэВ. Глюонные струи шире, чем кварковые струи (как это уже было отмечено выше) и имеют более высокую множественность частиц, чем кварковые.

Соответствующие распределения по $\langle \delta R_c^2 \rangle$ указывают на то, что доля

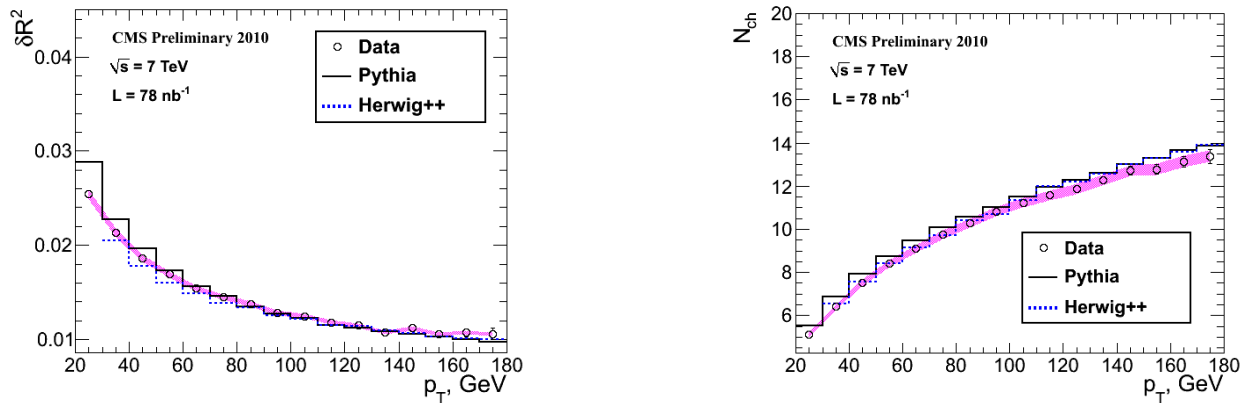


Рис. 5: Зависимость поперечной структуры струи от поперечного импульса струй (слева) и множественности заряженных частиц в струе от поперечного импульса струй (справа) при $|\eta| < 1$ для двухструйных событий. Данные показаны точками, предсказания генераторов PYTHIA и HERWIG – с помощью гистограмм

кварковых струй изменяется от 30% для $p_T = 100$ GeV до 70% для $p_T = 900$ GeV.

В пятой главе представлен метод разделения струй, соответствующих первичной вершине сигнального столкновения, от струй, рожденных в дополнительных столкновениях протонов. Основная идея предложенного в работе метода состоит в том, чтобы использовать информацию о треках заряженных частиц и первичных вершинах, полученную при реконструкции событий в трекаре детектора.

Метод был разработан на примере анализа рождения предсказанного Стандартной моделью хиггсовского бозона в канале $qq \rightarrow qqH$, $H \rightarrow WW$ и последующим распадом W -бозонов по двум каналам, $WW \rightarrow l\nu jj$ и $WW \rightarrow \mu\mu$. Результаты, представленные в данной главе, были получены для данных, смоделированных с помощью генератора событий PYTHIA 6.214, с учетом полного отклика детектора CMS.

Анализ трекерной информации позволяет сопоставить каждому треку заряженной частицы координату Z_{vertex} первичной вершины столкновения протонов вдоль оси столкновения, так называемый параметр столкновения по оси Z .

В случае канала распада $W \rightarrow \mu\nu$ для дальнейшего анализа необходимо выделить струи, летящие из той же вершины, что и мюон. На рис. 8 показаны распределения по параметру столкновения вдоль оси Z для всех треков заряженных частиц (левый рисунок) и для мюонов (правый

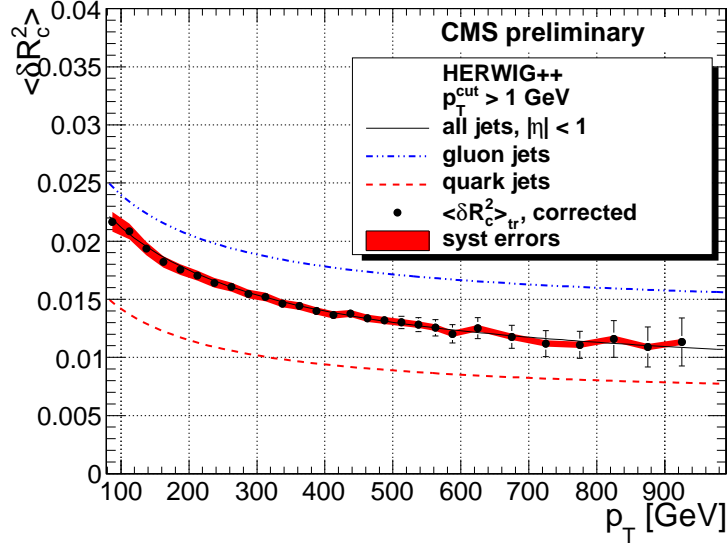


Рис. 6: Предсказания генератора HERWIG++ для поперечной структуры струи для $|\eta| < 1$. Точки показывают поперечную структуру струи, посчитанную по реконструированным трекам, в зависимости от реконструированного поперечного импульса струи. Линии показывают $\langle \delta R_c^2 \rangle$, посчитанную по заряженным частицам, в зависимости от сгенерированной поперечной энергии струи для двух случаев: кварковых и глюонных струй. Статистические ошибки соответствуют статистике 10 пб^{-1}

рисунок) в двух произвольных событиях (рисунки а) и б)), при условиях высокой светимости. Для каждого события на левом графике выделяются несколько пиков, один из которых соответствует первичной вершине сигнального события. При этом вершина мюона может быть успешно использована для выделения сигнальной вершины.

Если в событии не присутствует мюон, то предлагается альтернативная возможность для определения сигнальной вершины. Для этого необходимо для каждой вершины вычислить сумму поперечной энергии треков, относящихся к этой вершине. Вершина с максимальной суммой считается первичной.

Предлагаются два варианта параметров для отбора струй первичной вершины сигнального события.

Вариант 1

Параметр α_{jet} определяется для каждой струи как отношение суммы поперечных энергий сигнальных треков, найденных внутри конуса струи, к поперечной энергии струи, измеренной в калориметре,

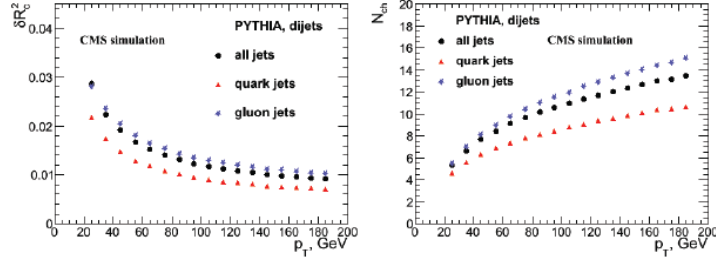


Рис. 7: Поперечная структура струи (слева) и множественность частиц в струе (справа) в зависимости от поперечного импульса для различных типов струй. Генератор РYTHIA. Двухструйные события

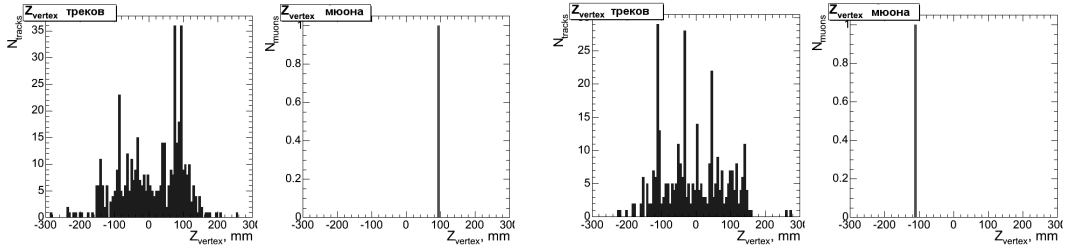


Рис. 8: Распределение по параметру столкновения вдоль оси Z (Z_{vertex}) треков всех заряженных частиц (слева) и мюона (справа) для двух отдельных событий при высокой светимости

$$\alpha_{jet} = \frac{\sum p_T^{signal\ tracks\ in\ cone}}{p_T^{jet}}, \quad (8)$$

при этом трек считается сигнальным, если $|Z_{vertex}^{track} - Z_{vertex}^{primary}| < dZ_0$.

Если выполняется условие $\alpha_{jet} > \alpha_0$, то струя считается принадлежащей первичной вершине сигнального события.

Вариант 2.

Параметр β_{jet} определяется для каждой струи как отношение суммы поперечных энергий сигнальных треков, найденных внутри конуса струи, к сумме поперечных энергий всех треков, найденных внутри конуса струи,

$$\beta_{jet} = \frac{\sum p_T^{signal\ tracks\ in\ cone}}{\sum p_T^{all\ tracks\ in\ cone}}, \quad (9)$$

при этом трек считается сигнальным, если $|Z_{vertex}^{track} - Z_{vertex}^{\mu}| < dZ_0$.

Если выполняется условие $\beta_{jet} > \beta_0$, то струя считается принадлежащей первичной вершине сигнального события.

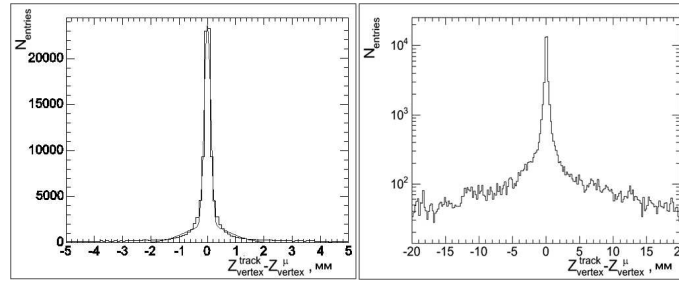


Рис. 9: Расстояние между треками заряженных частиц в событии и первичной вершиной (определенной с помощью мюона) вдоль оси Z в условиях высокой светимости, (а) - линейная шкала, (б) - логарифмическая шкала

Распределение по разности параметра столкновения вдоль оси Z треков и мюона показано на рис. 9 (при условиях высокой светимости). Было выбрано значение $dZ_0 = 1$ мм.

Значения параметров α_0 и β_0 были выбраны равными 0.2.

Ниже приведены результаты применения данного метода к выделению сигнала в канале $qq \rightarrow qqH$, $H \rightarrow WW \rightarrow \mu\nu jj$ ($M_H = 600$ ГэВ/²), с ожидаемым сечением рождения хиггсовского бозона 0.093 пбн. Сначала использовался стандартный для данного канала набор кинематических обрезаний. При этом было обнаружено, что применение запрета на центральные струи дает различные результаты для событий, смоделированных с учетом отклика детектора, и событий, смоделированных на уровне частиц. Запрет на центральные струи представляет собой требование того, что в центральной области детектора не было струй (кроме двух струй, образованных при распаде W-бозона). При анализе на уровне частиц это требование эффективно работает для подавления фона $t\bar{t}$ событий, оставляя при этом высокой эффективность сигнальных событий. Однако если повторять тот же анализ для событий с учетом отклика детектора, то эффективность сигнала резко падает с 80% до 26%. Одна из причин этого эффекта – появление в событиях струй с низкими поперечными энергиями от дополнительных взаимодействий.

Применение описанного выше метода выделения вершины позволяет отделить струи сигнального события от ложных струй дополнительных взаимодействий. После этого появляется возможность исключать из

события не все центральные струи, а только струи первичной вершины. В результате этого возрастает эффективность выделения сигнала с 26% до 56%.

Демонстрируется возможность успешного применения разработанного метода для повышения эффективности выделения сигнала qqH из фоновых событий. Проведена оптимизация предложенного метода.

Описанный метод и соответствующее программное обеспечение, позволяющее каждому участнику коллаборации CMS применять метод в своих физических исследованиях, были одобрены коллаборацией и включены в общее математическое обеспечение детектора CMS.

В **заключении** подведены итоги диссертационного исследования.

Публикации автора по теме диссертации

- [1] N.Ilina (Lychkovskaya) for the CMS collaboration, "Study of jet transverse structure with CMS experiment at $\sqrt{s} = 10$ TeV Proceedings of 14th Lomonosov conference on Elementary Particle physics, Moscow, Russia, 19-25 August, 2009.
- [2] N.Lychkovskaya for the CMS collaboration, "Mean Charge Multiplicity and Transverse Structure of Hadronic Jets in pp Collisions at 7 TeV CMS CR-2010/149 (2010).
- [3] В.Гаврилов, Н.Ильина (Лычковская), О.Кодолова, А.Крохотин "Разделение сигнальных и фоновых событий на установке "Компактный мюонный соленоид"на Большом адронном коллайдере"Вестник МГУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 2009 г N4.
- [4] V.Gavrilov, O.Kodolova, N.Lychkovskaya, "Jet transverse structure as a test of hadronization models J.Phys.G37:075009,2010.
- [5] CMS Collaboration (V. Khachatryan, .. N.Lychkovskaya, *et al.*) "Jet Plus Tracks Algorithm for Calorimeter Jet Energy Corrections in CMS", CMS PAS JME-09-002 (2009).
- [6] CMS Collaboration (V. Khachatryan, .. N.Lychkovskaya, *et al.*), "Study of jet transverse structure using the second moment of P_t radial distribution in pp collisions at $\sqrt{s} = 10$ TeV CMS PAS QCD-08-002 (2009).

- [7] CMS Collaboration (V. Khachatryan, .. N.Lychkovskaya, *et al.*), "Jet Transverse Structure and Momentum Distribution in pp Collisions at 7 TeV CMS PAS QCD-10-014 (2010).
- [8] N.Ilina (Lychkovskaya), V.Gavrilov, A.Krohotin, "Association of jets with the signal vertex" CMS NOTE 2006/091.
- [9] CMS Collaboration (V. Khachatryan, .. N.Lychkovskaya, *et al.*) CMS Physics TDR, Volume I: CERN-LHCC-2006-001, 2 February 2006, Chapter 11.7 "Association of jets with the signal vertex".