

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

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

На правах рукописи

СЕРЮБИН СЕРАФИМ СЕРГЕЕВИЧ

**ИССЛЕДОВАНИЕ КОРРЕЛЯЦИЙ ВТОРИЧНЫХ  
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В АДРОН-АДРОННЫХ  
СТОЛКНОВЕНИЯХ**

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

Научный руководитель,

к.ф.-м.н.

\_\_\_\_\_ Г. А. Нигматкулов

Научный консультант,

д.ф.-м.н.

\_\_\_\_\_ А. В. Гуськов

Москва 2023

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

**ИССЛЕДОВАНИЕ КОРРЕЛЯЦИЙ ВТОРИЧНЫХ  
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В АДРОН-АДРОННЫХ  
СТОЛКНОВЕНИЯХ**

Студент	_____ С. С. Серюбин
Научный руководитель, к.ф.-м.н.	_____ Г. А. Нигматкулов
Научный консультант, д.ф.-м.н.	_____ А. В. Гуськов
Рецензент, к.ф.-м.н.	_____ И. Р. Бойко
Секретарь ГЭК, к.ф.-м.н.	_____ А. А. Кириллов
Зав. каф. №40, д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов
Рук. учеб. прог., д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов

# ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>Введение</b>	<b>5</b>
<b>1 Сильное взаимодействие</b>	<b>6</b>
1.1 Сильное взаимодействие . . . . .	6
1.2 Партонная модель . . . . .	8
1.3 Квантовая теория сильных взаимодействий . . . . .	9
1.4 Пертурбативная КХД . . . . .	11
1.5 Теорема о факторизации . . . . .	13
1.6 Адронизация . . . . .	15
<b>2 Адронные струи</b>	<b>17</b>
2.1 Способы выделения адронных струй . . . . .	17
2.1.1 Переменные, описывающие форму события . . . . .	18
2.1.2 Поиск струй с помощью кластеризации адронов . . . . .	19
<b>3 Изучение глюонной структуры нуклонов на установке SPD коллайдера NICA</b>	<b>21</b>
3.1 Эксперимент SPD . . . . .	21
3.2 Глюонная структура протона . . . . .	22
<b>4 Исследование возможности восстановления кинематики рождения прямых фотонов</b>	<b>24</b>
4.0.1 Лидирующие адроны . . . . .	24
4.0.2 Адронные струи . . . . .	25
4.1 Восстановление кинематики жесткого подпроцесса . . . . .	26
4.1.1 Эффективность нахождения струй и лидирующих адронов	26
4.1.2 Восстановление азимутального угла вылета партона . . . . .	27
4.1.3 Восстановление энергии партона . . . . .	29

<b>5</b>	<b>Анализ формы событий</b>	<b>31</b>
5.1	Онлайн-фильтр установки SPD . . . . .	31
5.2	Классификация процессов по переменным формы события . . . . .	31
5.3	Жесткие события при различных масштабах энергии . . . . .	32
<b>6</b>	<b>Заключение</b>	<b>34</b>
	<b>Список литературы</b>	<b>35</b>

## ВВЕДЕНИЕ

**Целью работы** является исследование корреляций вторичных заряженных частиц в адрон-адронных столкновениях для изучения возможности восстановления кинематики жесткого процесса на энергиях коллайдера NICA.

### **Задачи исследования:**

- 1) для протон-протонных столкновений с энергией в системе центра масс 27 ГэВ (основная энергия pp-взаимодействий SPD@NICA) в событиях с большой передачей поперечного импульса ( $p_T > 3$  ГэВ/c), изучить возможность восстановления и качество восстановления кинематики жёсткого подпроцесса используя струи заряженных адронов;
- 2) для протон-протонных столкновений с энергией в системе центра масс 27 ГэВ в событиях с большой передачей поперечного импульса также изучить возможность восстановления и качество восстановления кинематики жёсткого подпроцесса используя струи заряженных адронов;
- 3) сравнить два подхода в диапазоне энергий от 10 до 200 ГэВ.

**Актуальность исследования** заключается в том, что, как предполагается, энергия коллайдера NICA является переходной между двумя методами исследования конечных состояний – использованием лидирующего адрона и использованием струи для восстановления кинематики жесткого процесса. В данной работе рассматривались и сравнивались характеристики каждого метода как для энергии коллайдера NICA, так и для более широкого энергетического диапазона.

# 1 СИЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

## 1.1 СИЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Открытие сильного взаимодействия произошло вместе с открытием в 1932 году электрически-нейтрального нейтрона ( $n$ ), который способен взаимодействовать и образовывать связанные состояния с заряженным протоном ( $p$ ), что в свою очередь, указывало на существование короткодействующих сил электрически - нейтральных сил, удерживающих ядра в стабильном состоянии.

В 1935 году Юкава предположил, что сильное взаимодействие может быть описано, по аналогии с электромагнитным взаимодействием, через обмен частицей-переносчиком (мезоном), как показано на рисунке 1.1 для протона и нейтрона. Энергия взаимодействия в таком случае, выражается через потенциал :

$$V \propto -\exp(-\alpha m_{mes} r)/r, \quad (1.1)$$

где  $\alpha$  – масштабная переменная,  $m_{mes}$  – масса переносчика взаимодействия,  $r$  – расстояние. Мезон, в отличие от фотона, в теории Юкавы обладает ненулевой массой покоя ( $m_{mes}$ ), что позволяет объяснять короткодействующий характер силы. Такая модель хорошо объясняет экспериментальные данные лишь до энергий порядка нескольких ГэВ, так как при более высоких энергиях взаимодействия начинают проявляться дополнительные степени свободы [1].

Рост доступных в ускорительных экспериментах энергий привёл к тому, что к началу 60х годов число частиц, участвующих в сильном взаимодействии (адронов), стало исчисляться десятками. Была предпринята успешная попытка из соображений различных симметрий построить модель, в которой открытые частицы были построены из небольшого числа массивных электрически-заряженных частиц, определяющих свойства адронов и названных кварками

(«наивная» кварковая модель).

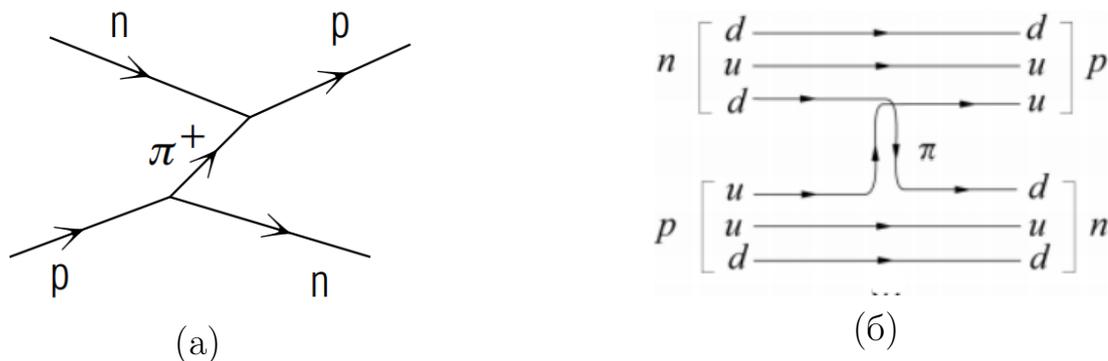


Рисунок 1.1 — Взаимодействие между нуклонами через обмен пи-мезоном ( $\pi$ ) на: (а) нуклонном уровне, (б) кварковом уровне.

У кварков в этой модели существует несколько квантовых чисел – дробные значения элементарного электрического заряда, шесть ароматов (u, d, s, c, b, t) и три цветовых заряда – (R, G, B). При этом наблюдаемые состояния являются «белыми», т.е. бесцветными. Никакие иные степени свободы, кроме собственно кварков в данной модели не рассматриваются. Протон в такой модели состоит из двух u-кварков и одного d-кварка ( $p = uud$ ), нейтрон из двух d-кварков и одного u-кварка ( $n = ddu$ ). Взаимодействие протона и нейтрона в такой модели будет выглядеть как показано на рисунке 1.1.

Основные свойства известных в настоящий момент кварков приведены в Таблице 1.1.

Кварк		Масса, МэВ	Электрический заряд, e
верхний	u	2.2	+2/3
нижний	d	4.7	-1/3
очарованный	c	1275	-2/3
странный	s	93	-1/3
истинный	t	173 210	+2/3
прекрасный	b	4 180	-1/3

Таблица 1.1 — Таблица кварков и их основные свойства[2].

Однако наивная кварковая модель обладает определенными трудностями (подробное описание приведено в докладе [3]) и не позволяет полностью описать все свойства взаимодействий. Это привело в дальнейшем к созданию квантовой теории сильных взаимодействий.

## 1.2 ПАРТОННАЯ МОДЕЛЬ

В 1960-х годах обнаружение в экспериментах по глубоконеупругому лептон-нуклонному рассеянию масштабных закономерностей надежно показало, что лептоны рассеиваются на точечных объектах внутри нуклона – партонах, что стало основой партонной модели.

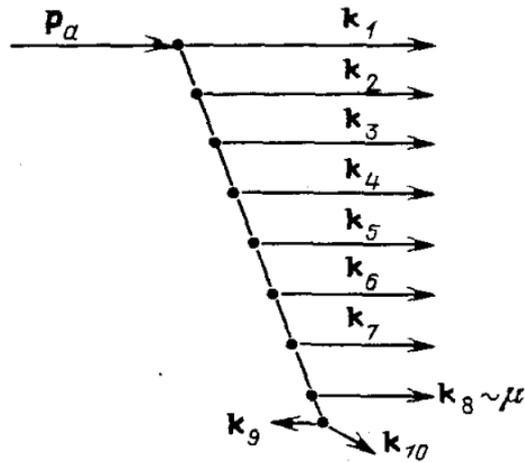


Рисунок 1.2 — Партонная схема ультрарелятивистского адрона [4]

Основные идеи партонной модели были высказаны Фейнманом и в деталях разработаны Бьёркеном, Пашосом и Дреллом, Леви и Яном. Описание внутренней структуры нуклона проводится в системе отсчета, в которой нуклон ( $h$ ) обладает бесконечно большим импульсом. Ультрарелятивистский нуклон  $p_h \gg M_h$  в такой системе можно представить (рис. 1.2) в виде некоторого числа  $n \sim \ln(p_h/m)$  «партонов» – практически невзаимодействующих точечных частиц с массами  $m$ , поперечными  $k_\perp$  и продольными  $k_\parallel = xp_h$  импульсами. Продольные импульсы партонов меняются от  $k_\parallel \sim p_h$  до  $k_\parallel \sim m$ , а поперечные  $k_\perp \ll k_\parallel$ .

В дальнейшем, в процессе изучения данных электрон-позитронной аннигиляции были обнаружены события, указывающие на существование электрически-нейтральных партонов.[5]

### 1.3 КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Кварковая и партонная модели привели, в дальнейшем, к формулировке квантовой хромодинамики (КХД) – неабелевой калибровочной теорией поля, полностью описывающей сильные взаимодействия. Кварковые поля в КХД порождают восемь глюонных полей. Заряженные партоны в партонной модели были отождествлены с кварками, а нейтральные партоны были отождествлены с глюонами. Каждый из шести (соответствующих ароматам  $q = u, d, s, c, b, t$ ) кварковых полей  $\psi_q^a$  может находиться в одном из трех квантовых состояний, называемых и соответствующих цветовым зарядам  $a = R, G, B$ . Лагранжиан КХД записывается следующим образом:

$$\mathcal{L} = i \sum_q \bar{\psi}_q^a (\nabla_\mu \gamma_\mu + m_q) \psi_q^a - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^n G_{\mu\nu}^n, \quad (1.2)$$

где:

$\psi_q^a$  – кварковые поля с индексами, соответствующие ароматам  $q = u, d, s, c, b, t$  и цветам  $a = R, G, B$ ;

$m_q$  – токовые массы кварков;

$A_\mu^m$  – глюонные поля с индексами  $n, m, l = R\bar{B} + B\bar{R}, \dots$ ;

$\nabla_\mu$  – неабелева ковариантная производная;

$G_{\mu\nu}^n = \partial_\mu A_\nu^n - \partial_\nu A_\mu^n + g_s f^{nml} A_\mu^m A_\nu^l$  – тензор напряженности глюонного поля;

$g_s$  – константа взаимодействия.

Несмотря на то, что КХД была сформулирована по аналогии с КЭД у квантовой хромодинамики имеется ряд отличий. Глюоны имеют цветной заряд и определяются восемью состояниями что отличает их от электрически-нейтральных фотонов. Таким образом теория описывает также и взаимодействие между глюонами. Самодействие глюонов приводит к уменьшению взаимо-

действия цветовой зарядов при уменьшении расстояния. Испустив виртуальные глюоны кварк меняет цветовой заряд. Далее, благодаря последующему расщеплению глюонов, цветовой заряд кварка выносится глюоном в область, окружающую кварк. Поэтому при сближении взаимодействующих цветовых зарядов они проникают внутрь облака цвета и, следовательно, величина действующего заряда уменьшается. В пределе очень малых расстояний кварки перестают взаимодействовать (становятся асимптотически свободными).

Обратной стороной асимптотической свободы является явление конфайнмента, которое заключается в том, что не существует свободных цветовых зарядов. Проиллюстрировать конфайнмент можно на основе статичного потенциала кварк-антикваркового взаимодействия. Он имеет форму кулоновского потенциала на малых расстояниях, и линейно-растущего потенциала на больших расстояниях (с плотностью энергии  $k \sim 1$  ГэВ/фм) как показано на рисунке 1.3. Данная форма была введена в 1970х годах для описания связанных состояний  $c\bar{c}$ -пар (charmonia) [6].

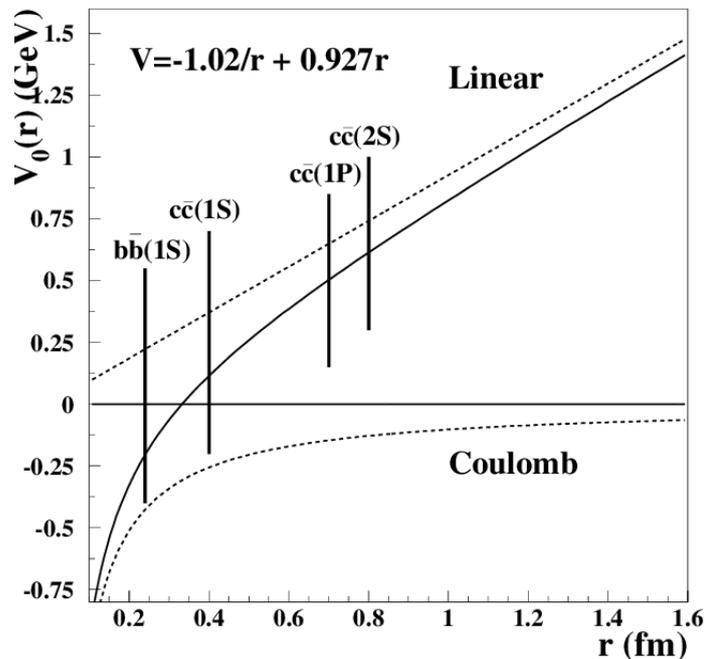


Рисунок 1.3 — Феноменологический потенциал Корнелла  $V(r)$ . На рисунке отмечены примерное расположение связанных состояний  $c\bar{c}$  и  $b\bar{b}$  [7].

Линейный потенциал характеризует, образование хромомангнитной струны между цветными зарядами, энергия которой увеличивается с увеличением

длины. Это приводит к тому, что разделение на бесконечно-большое расстояние одного цветного заряда от другой потребует бесконечно-большой энергии. Предполагается, что при определенной энергии струны из флуктуаций КХД-вакуума могут возникать новые кварк-антикварковые пары, которые приводят к «разрыву» струны. Таким образом, разделение двух цветовых зарядов на значительные расстояние будет невозможным, поскольку фрагментация струны будет поддерживать цветовую нейтральность на больших расстояниях, что составляет суть явления конфайнмента, но не является его точным объяснением. Полное объяснение конфайнмента является открытой проблемой современной физики.

## 1.4 ПЕРТУРБАТИВНАЯ КХД

Несмотря на то, что КХД является точной лагранжевой теорией сильного взаимодействия – практическое использование представляется затруднительным. Если в случае электромагнитного взаимодействия, свойства взаимодействующих систем с высокой точностью могут быть строго выведены из исходных положений КЭД, то в случае квантовой хромодинамики, математические методы не позволяют установить свойства систем, связанных сильными взаимодействиями, из первых принципов. Открытие в 1973 году Д. Гроссом, Ф. Вильчеком и независимо Д. Политцером существования асимптотической свободы в КХД позволило построить теоретическое обоснование партонной модели – пертурбативную КХД.

Пертурбативная КХД основывается на теории возмущений, суть которой заключается в том, что амплитуду вероятности ( $A$ ) взаимодействия (квадрат которой определяет сечение) возможно разложить в ряд по малому параметру, которым является константа взаимодействия:

$$A = A_0 + A_1\alpha_s + A_1\alpha_s^2 + \dots \quad (1.3)$$

Коэффициенты этого ряда ( $A_i$ ) определяются согласно технике диаграмм Фейнмана. Степень  $\alpha_s$  соответствует порядку вычисления. Термин ведущий порядок (leading order – LO) относится к первой степени  $\alpha_s$ . Диаграммы КХД-

рассеяния в древесном приближении изображены на рисунке 1.4. Следующий за ведущим порядком (next-to-leading order – NLO) соответствует степени на один порядок выше ведущего, и так далее.

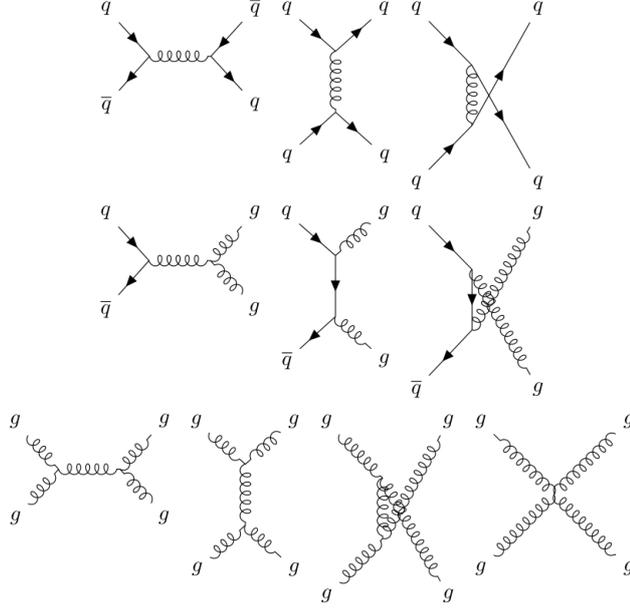


Рисунок 1.4 — Взаимодействия кварков и глюонов в древесном приближении теории возмущений

Ключевым обстоятельством, определяющим применимость теории возмущений, является логарифмическая зависимость константы связи  $\alpha_s$  от характерного масштаба  $Q$  взаимодействия:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\ln(Q^2/\Lambda^2)}, \quad (1.4)$$

где  $Q^2$  – масштаб взаимодействия,  $n_f$  – число активных ароматов кварков. График зависимости  $\alpha_s(Q^2)$  изображен на рисунке 1.5.

Величина  $\Lambda$  характеризует энергетический масштаб, при котором константа связи  $\alpha_s \sim 1$ . Процессы на масштабах  $Q^2 \sim \Lambda$  называются мягкими процессами и не описываются пертурбативной КХД. Однако, при  $Q^2 \gg \Lambda^2$  константа стремится к нулю. Для сходимости асимптотического ряда хорошо применима только область, где  $\alpha_s$  существенно мала, т. е. при  $\alpha_s \ll 1$ , что соответствует энергетическим масштабам  $Q^2 \gg 1 \text{ ГэВ}^2/c^2 \sim \Lambda$ . Соответственно процессы, которые происходят при данном масштабе называются жесткими

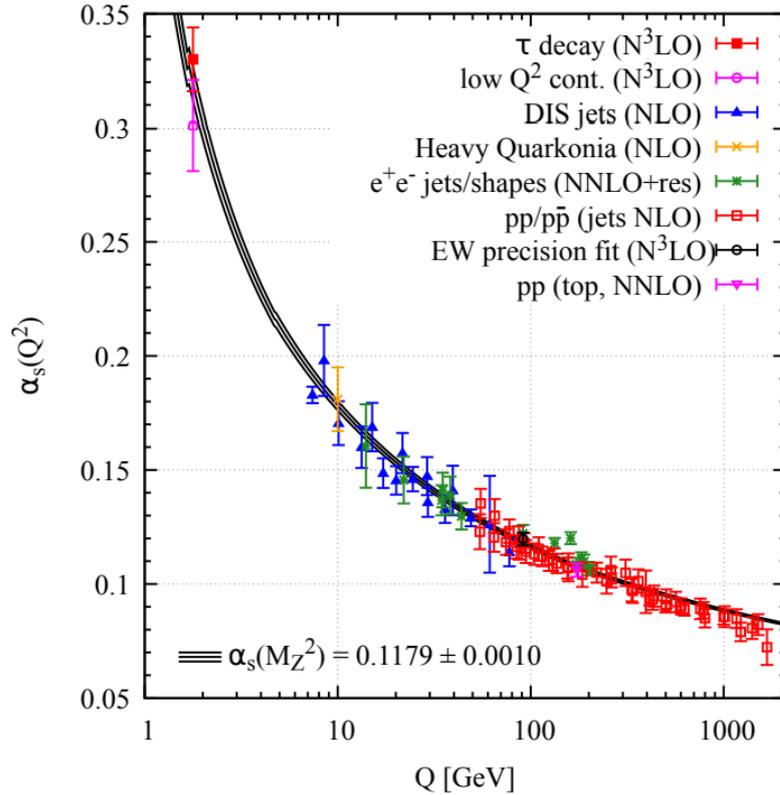


Рисунок 1.5 — Зависимость константы связи  $\alpha_s$  от масштаба  $Q$ , измеренная в различных экспериментах [8].

процессами. Несмотря на то, что эти две области процессов хорошо определены — переход между ними не является надежно установленным.

## 1.5 ТЕОРЕМА О ФАКТОРИЗАЦИИ

Для описания взаимодействия адронов используется теорема о факторизации, которая применима при больших энергиях, когда можно говорить о кварк-глюонных степенях свободы. Суть теоремы заключается в том, что сечение инклюзивного рождения адрона  $h$  при взаимодействии адронов  $A$  и  $B$ , которое может быть разложено, в зависимости от масштаба взаимодействия, на пертурбативную и непертурбативную компоненту. Разделение позволяет перейти от (поддающихся расчету) пертурбативно-вычисляемым партонным сечений к (наблюдаемым) непертурбативно-вычисляемым адронным сечениям взаимо-

действия:

$$d\sigma^{AB \rightarrow hX} \sim \int dx_i dx_j f_A^a(x_a, Q^2) f_B^b(x_b, Q^2) d\hat{\sigma}^{ab \rightarrow cd} D_{c,d}^h(z_h), \quad (1.5)$$

где  $f_{A,B}^a(x_a, Q^2)$  – распределение партонов  $a$  в адронах  $A$  и  $B$ , дифференциальное сечение  $d\hat{\sigma}^{ab \rightarrow cd}$  вычисляемого пертурбативно жесткого подпроцесса  $a + b \rightarrow c + d$ , доля импульса  $x_i$  ( $k_{\parallel}^i = x_i p_h$ ) партона  $i = a, b$ , функция фрагментации  $D_{c,d}^h(z_h)$  партона  $c$  или  $d$  в адрон  $h$ .

Дифференциальное сечение  $d\hat{\sigma}^{ab \rightarrow cd}$  непосредственно жесткого рассеяния партонов  $a, b$  в конечное состояние  $c, d$  может быть рассчитано аналитически в рамках КХД путем суммирования всех диаграмм Фейнмана, определяющих вклад в партонные процессы:

$$d\hat{\sigma}^{ab \rightarrow cd} \sim |\mathcal{M}_{ab \rightarrow cd}|^2 d\Phi_2, \quad (1.6)$$

где  $d\Phi_n$  является элементом дифференциального фазового пространства для конечного состояния рассеяния  $2 \rightarrow 2$ ,  $\mathcal{M}_{ab \rightarrow cd}$  – матричный элемент рассеяния.

Функции партонных распределений (parton distribution functions – PDF)  $f_{A,B}^a(x_a, Q^2)$  определяют в лидирующем приближении вероятность того, что в жестком рассеянии будет участвовать партон  $a$  с долей импульса протона  $x_a$  на энергетическом масштабе  $Q^2$ . Партонные распределения вычисляются экспериментально, но зависимость от масштаба  $Q^2$  описывается при помощи уравнений ДГЛАП (Докшицер – Грибов – Липатов – Альтарелли – Паризи). При больших масштабах  $Q^2$  партонные распределения не зависят от типа взаимодействия, т.е. являются «универсальными». Это свойство является очень важным, т.к. позволяет использовать функции полученные в экспериментах по лептон-адронному рассеянию для адронных взаимодействий. На Рисунке 1.6 показаны партонные распределения для масштабов  $Q^2 = 10^1, 10^4$  ГэВ<sup>2</sup>/c<sup>2</sup>, откуда следует что при высоких энергиях адронного взаимодействия (область малых  $x$  и больших  $Q^2$ ) в основном доминирует вклад глюонов.

В случае, если мы учитываем поляризацию нуклона и партонов внутри, то в ведущем приближении мы должны добавить дополнительно 3 функции

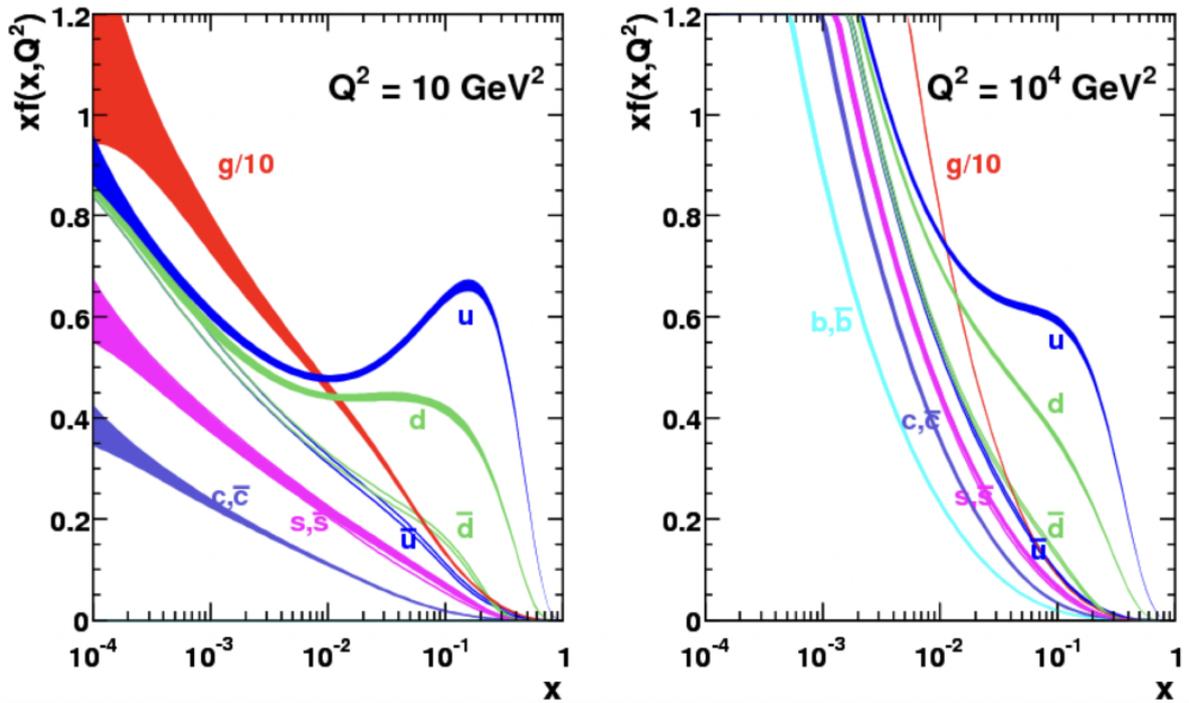


Рисунок 1.6 — Неполаризованные распределения кварков ( $u, d, c, s, \hat{u}, \hat{d}, \hat{c}, \hat{s}$ ) и глюонов ( $g$ , разделенное на 10 для наглядности) полученное коллаборацией HERA для протонов.

распределения. В то время как, учет поперечного движения партонов в нуклонах в лидирующем приближении увеличивает число распределений до 8.

## 1.6 АДРОНИЗАЦИЯ

В жестком процессе рождаются партоны, которые обладают цветовым зарядом. В то время как наблюдаемые состояния (адроны) являются бесцветными. Процесс перехода партонов в адроны называется адронизацией. При высоких энергиях адронизация происходит в виде рождения адронной струи — колиммированного потока частиц, между которыми распределяется большая часть импульса партона. В том случае, если значительную долю импульса струи несет один адрон, принадлежащий этой струе, то такой адрон называется лидирующим. Описывается процесс перехода партонов в адроны через феноменологические модели В данной работе использовалась модель струнной адронизации (модель Лунда).

Основное предположение этой модели состоит в том, что линейный потенциал конфайнмента  $V(r) \approx \kappa r$  между цветными безмассовыми ( $m_q = p_{\perp q} = 0$ ) зарядами может быть представлен струной с натяжением  $\kappa \approx 1$  ГэВ/фм, натянутой от одного заряда к другому с типичным поперечным размером порядка  $\approx 0.7$  фм. Если кварки движутся в пространстве  $(x, t)$  в противоположные стороны (вдоль пространственной  $x$  и временной  $t$  координат) и масса системы выше некоторой предельной величины, то это приводит к возникновению разрывов струны через рождение  $q\bar{q}$ -пар из КХД-вакуума (рисунок 1.76). После достижения фрагментами струны характерных адронных масс, такие фрагменты образуют конечные состояния [9].

Ниже показана схема образования конечных адронных состояний после жесткого процесса. На Рисунке 1.7а красной линией показана струна.

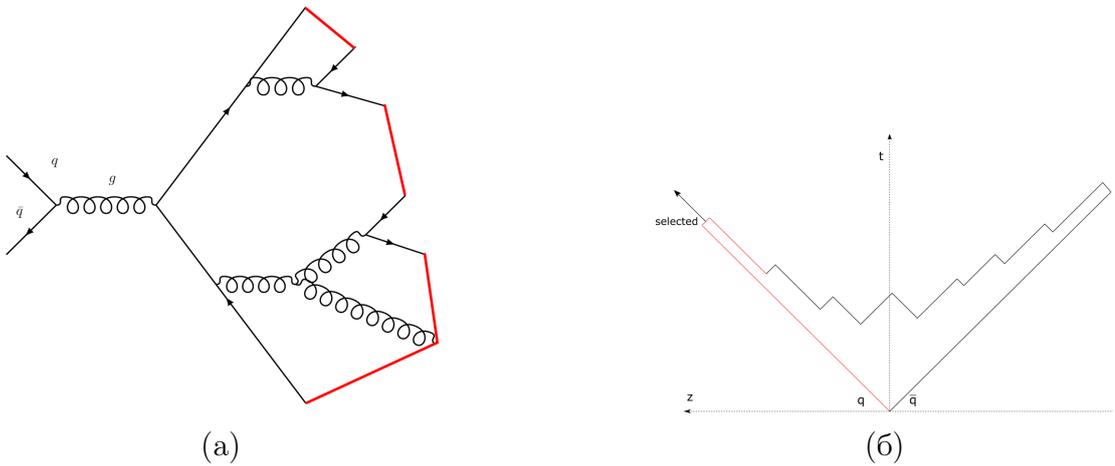


Рисунок 1.7 — Адронизация пары кварк-антикварк: (а) общая схема; (б) эволюция струны.

## 2 АДРОННЫЕ СТРУИ

### 2.1 СПОСОБЫ ВЫДЕЛЕНИЯ АДРОННЫХ СТРУЙ

С практической точки зрения, информацию о партоне можно получить анализируя характеристики лидирующего адрона или струи.

Исследование лидирующего адрона применяется либо на экспериментах при малых энергиях  $\sim 10 - 50$  ГэВ (COMPASS[10], FNAL-E-0609[11]). Как предлагалось в работе [12] отличительной особенностью модели лидирующего адрона является то, что частицы с высоким поперечным импульсом являются не изолированными, а относятся к струе частиц, образовавшихся в результате фрагментации кварка. Однако, такой адрон несет значительную долю энергии партона.

Более детально способ выделения струи в событии при высоких энергиях зависит от условий эксперимента. Обобщенно, сделать это можно несколькими основными способами – путем отбора событий определенной формы или при помощи алгоритмов кластеризации адронов. В современных экспериментах обычно используют совместно все подходы, что отражает тот факт, что не существует универсального способа выделения струи в событии.

Одним из общих признаков всех используемых способов поиска струй является их независимость от объектов, к которым они применяются – калориметрические кластеры и треки заряженных частиц в детекторе, или полученные при помощи моделирования партоны и частицы в конечном состоянии.

### 2.1.1 ПЕРЕМЕННЫЕ, ОПИСЫВАЮЩИЕ ФОРМУ СОБЫТИЯ

Переменные, характеризующие форму события (event-shape variables), используются для классификации событий по топологии разлета вторичных частиц. В большинстве случаев часто используются такие переменные, как сферичность ( $S$ ) события и «вытянутость» ( $T$ ) события. В реакциях  $e^+e^-$ -аннигиляции под струями понимаются все вторичные частицы в событии, которое удовлетворяет определенным значениям таких переменных.

Сферичность определяется следующим образом:

$$S = \frac{3}{2} \min \frac{\sum_i^{N_{ch}} |p_{\perp}^i|^2}{\sum_i^{N_{ch}} |p^i|^2} \quad (2.1)$$

Величина  $S$  меняется от 0 до 1, где 1 соответствует полностью изотропному событию.

Вытянутость события определяется следующим образом:

$$T = \max \frac{\sum_i^{N_{ch}} |p_{\parallel}^i|}{\sum_i^{N_{ch}} |p^i|} \quad (2.2)$$

Величина  $T$  меняется от 0.5 до 1. Где 0.5 соответствует изотропному событию.

Однако, в отличие от  $e^+e^-$ -аннигиляции, где практически нет фоновых вторичных частиц, как для адрон-адронных столкновений остатки протонов пучка могут создавать адронный фон, а при больших энергиях  $\sqrt{s}$  две дополнительных струи (струи-спектаторы).

Поэтому в данной работе переменные, описывающие форму события, рассматриваются как дополнительные ограничения для разделения процессов и для улучшения возможности выделения адронных струй в событии.

## 2.1.2 ПОИСК СТРУЙ С ПОМОЩЬЮ КЛАСТЕРИЗАЦИИ АДРОНОВ

Следующий подход отличается тем, что алгоритмы поиска струй группируют частицы в струи на основе их энергий и направлений и позволяют отделить струю от остальных частиц в событии.

Соответственно, определение струи будет зависеть от используемого алгоритма группировки частиц в струю. В целом, такое определение будет содержать две ключевых составляющих:

- алгоритм поиска струи из адронов в конечном состоянии – конусные алгоритмы и алгоритмы последовательной рекомбинации;
- схема рекомбинации, которая определяет, как кинематические свойства струи получаются из ее составляющих.

### Схема рекомбинации

Схема рекомбинации алгоритмов в струю, предполагающая суммирование компонент четырехвекторов адронов (E-scheme), является наиболее распространенной и использовался в данной работе. Существуют также ряд других схем, в которых кинематические свойства струи определяют другие наблюдаемые адронов –  $p_{\perp}$ ,  $p_{\perp}^2$  и т.д.

### Конусные алгоритмы

Конусные алгоритмы основаны на идее того, что струи представляют собой выделенные потоки энергии ограниченные определенным конусом. Разрабатывался данный алгоритм изначально для событий содержащих одну струю (например  $\gamma + \text{струя}$ ). Одним из первым определений (струи Стермана-Вайнберга), которое будет рассмотрено в данной работе, было определение струи как потока адронов внутри некоторого угла  $\delta$ , несущий некоторую долю энергии партона  $E$  вокруг оси вытянутости события. В дальнейшем, на основе этого алгоритма был построен конусный алгоритм. Для выделения конуса используется фикси-

рованный «радиус»

$$R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$$

в пространстве переменных: псевдобыстрота ( $\eta$ ) и азимутальный угол ( $\phi$ ). Угол раствора конуса определяется из предварительных соображений различных для различных процессов. Чтобы избежать низкого разрешения при реконструкции – к «простому» конусному алгоритму добавляются ряд итеративных процедур. Однако, чтобы уменьшить влияние фона размер конуса может выбираться существенно меньше характерных размеров струй при некотором масштабе[13].

### **Алгоритмы последовательной кластеризации**

Алгоритмы последовательной кластеризации предполагают, что частицы группируются в струе итеративно по их близости по поперечному импульсу. В качестве одного из параметров также выступает «радиус»  $R$ , однако он играет роль «затравочного» параметра, который определяет характерный размер кластера в пространстве быстрота-угол. Отличительной особенностью также является произвольная форма струи, которая приводит к существенно-меньшей чувствительности алгоритма к процессу адронизации и фону.

# 3 ИЗУЧЕНИЕ ГЛЮОННОЙ СТРУКТУРЫ НУКЛООНОВ НА УСТАНОВКЕ SPD КОЛЛАЙДЕРА NICA

## 3.1 ЭКСПЕРИМЕНТ SPD

Коллаборация Spin Physics Detector (SPD) предполагает установку универсального детектора (Рис. 3.3) во второй точке взаимодействия строящегося коллайдера NICA (ОИЯИ, Дубна) для изучения спиновой структуры протона и дейтрона и других связанных со спином явлений с помощью поляризованных пучков протонов и дейтронов при энергии столкновения до 27 ГэВ и светимости до  $10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ .

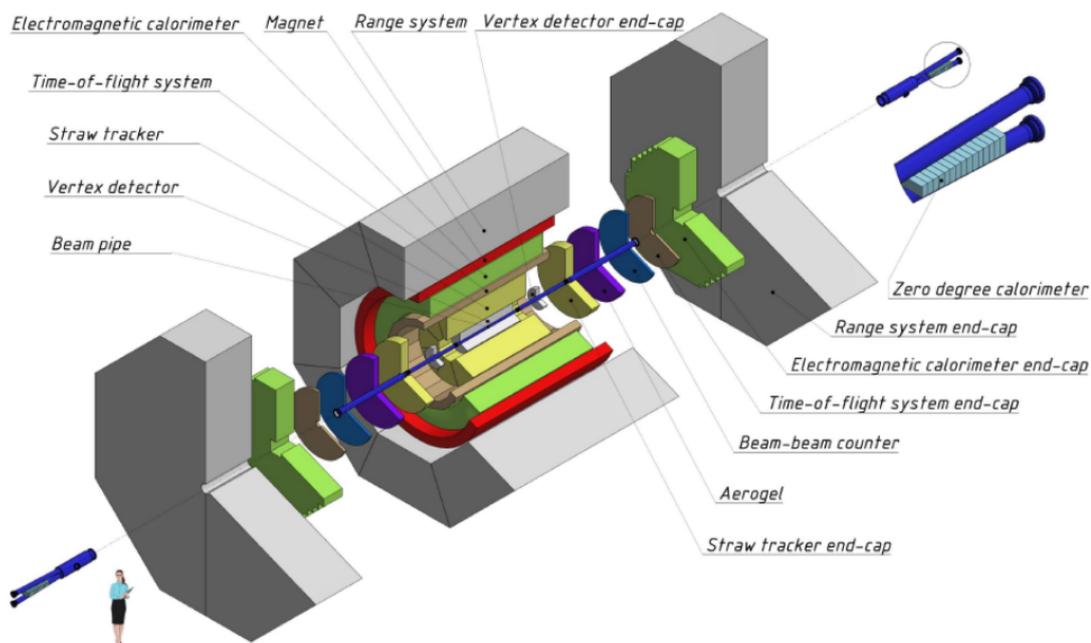


Рисунок 3.1 — Общая схема установки SPD.

## 3.2 ГЛЮОННАЯ СТРУКТУРА ПРОТОНА

Глюоны играют ключевую роль в формировании массы и спина нуклонов. Относительный вклад глюонов в массу и импульсные распределения протона показан на Рисунке 3.2. Спин нуклона также складывается из собственного спина кварков, глюонов и их орбитальных угловых моментов. Несмотря на прогресс, достигнутый за последние десятилетия в понимании вклада кварков в спин нуклона, глюонный сектор значительно менее исследован.

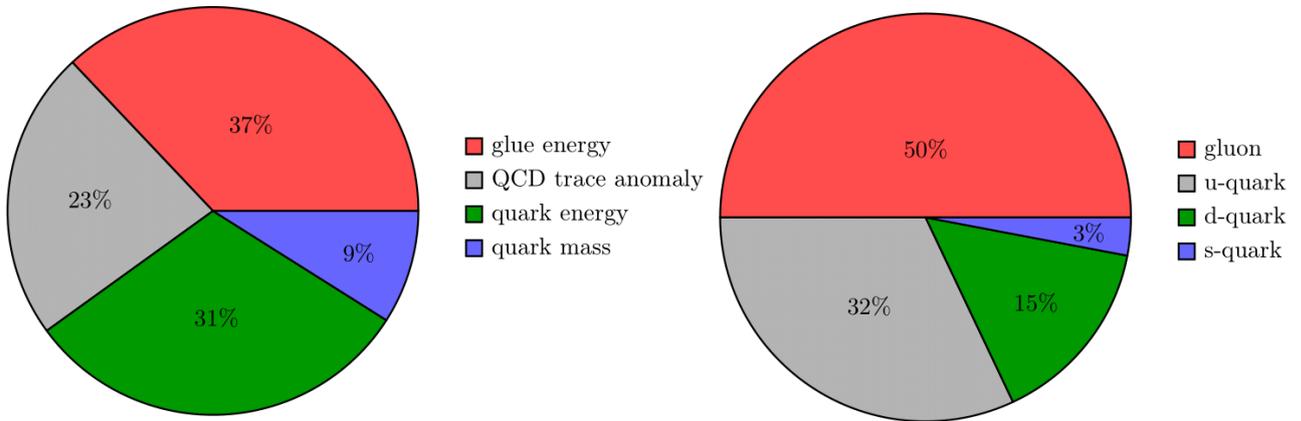


Рисунок 3.2 — На левой картинке показан относительный состав массы протона. На правой картинке показаны вклады в импульсные распределения протона [14].

Основная цель эксперимента SPD – получить информацию о глюонных распределениях, зависящих от поперечного импульса в протоне и дейтроне, путем измерения специфических асимметрий при помощи реакций рождения чармониев, мезонов с открытым очарованием и прямых фотонов (Рис. 3.3).

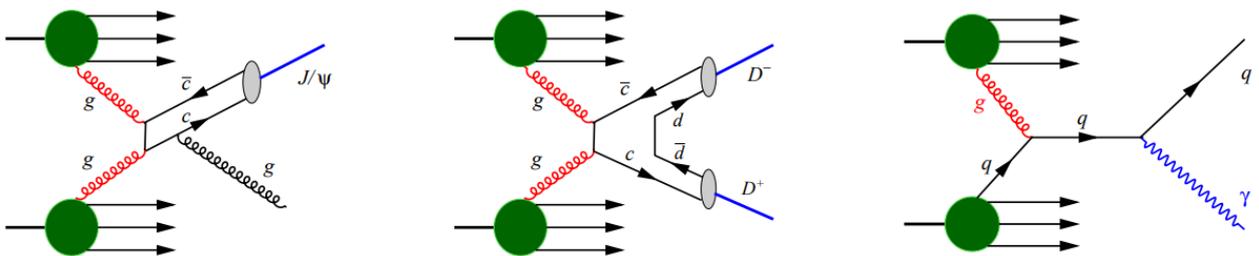


Рисунок 3.3 — Диаграммы основных реакций для исследования глюонных распределений

В отличие от случая высокоэнергетических столкновений, где энергия столкновения  $\sqrt{s}$  на несколько порядков выше, чем типичная жесткая шкала  $Q$  изучаемых реакций, при энергиях SPD для всех реакций, которые планируется использовать для определения глюонных распределений  $Q \sim M_{J/\psi} \sim 2M_D \sim p_{\perp}^{\gamma}$  всего в несколько раз меньше, чем  $\sqrt{s}/2$ , что, как ожидается, приведет к наложению кинематических диапазонов для продуктов реакций.

## 4 ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ КИНЕМАТИКИ РОЖДЕНИЯ ПРЯМЫХ ФОТОНОВ

В данной работе исследовался процесс рождения прямых фотонов в процессе  $qg \rightarrow \gamma q$  (глюон-комптоновское рассеяние). В данном процессе рождается только одна струя, что позволяет использовать его для исследования адронных струй. Для генерации процесса использовался Монте-Карло генератор RUTHIA 8 и события  $pp$ -взаимодействий при энергии  $\sqrt{s} = 27$  ГэВ. Также учитывалась возможность излучения партонов в начальном состоянии, излучения в конечном состоянии и многопартонное взаимодействие. Поперечный импульс фотона (в системе центра масс партон-партон -  $\hat{p}_T$ ) полагался большим 3 ГэВ/с.

В событиях рождения прямых фотонов основными источниками фона являются фотоны, образовавшиеся в результате распадов  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  и  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ , а также других резонансов. В связи с чем, предполагается рассматривать фотоны с поперечным импульсом  $> 3$  ГэВ/с в системе жесткого взаимодействия [15].

### 4.0.1 ЛИДИРУЮЩИЕ АДРОНЫ

Лидирующий адрон в данной работе определяется как заряженный адрон с максимальным поперечным импульсом в системе центра масс  $pp$ -системы. В который, как ожидается, преимущественно должен фрагментировать партон после жесткого рассеяния. Минимальный поперечный импульс для такого максимального адрона был выбран порядка масштаба жесткого взаимодействия – 1 ГэВ/с.

## 4.0.2 АДРОННЫЕ СТРУИ

Для выделения адронных струй использовался алгоритм последовательной рекомбинации ( $kT$ -алгоритм). В струю отбирались только заряженные адроны в конечном состоянии с поперечным импульсом не менее  $2.5 \text{ ГэВ}/c$ . Минимальная поперечная энергия струй устанавливалась также равной  $1 \text{ ГэВ}/c$ . Рассматривалось несколько характерных начальных радиусов струи  $R = 0.3$  («узкие») и  $R = 0.8$  («широкие»), внутри которых отобранные частицы считались относящимися к струе. Объединение частиц в струю производилась посредством E-схемы. Кинематический диапазон по псевдобыстроте ограничивался аксептансом установки  $|\eta| < 2.4$ .

Множественность струи предполагается строго больше одной частицы. Как показано на рисунке 4.1а применение алгоритма с  $R = 0.3$  приводит, в более чем 50% событий, к выделению только одного адрона. В то время как выделить струю с нетривиальной множественностью возможно только в  $\sim 30\%$  событий, как следует из рисунка 4.1б. Для случая применения алгоритма с характерным размером струи  $R = 0.8$  в  $\sim 50\%$  событий формируется струя из 2 – 4 частиц. И только в  $\sim 20\%$  событий выделенная алгоритмом струя либо содержит один адрон, либо струя не найдена вовсе.

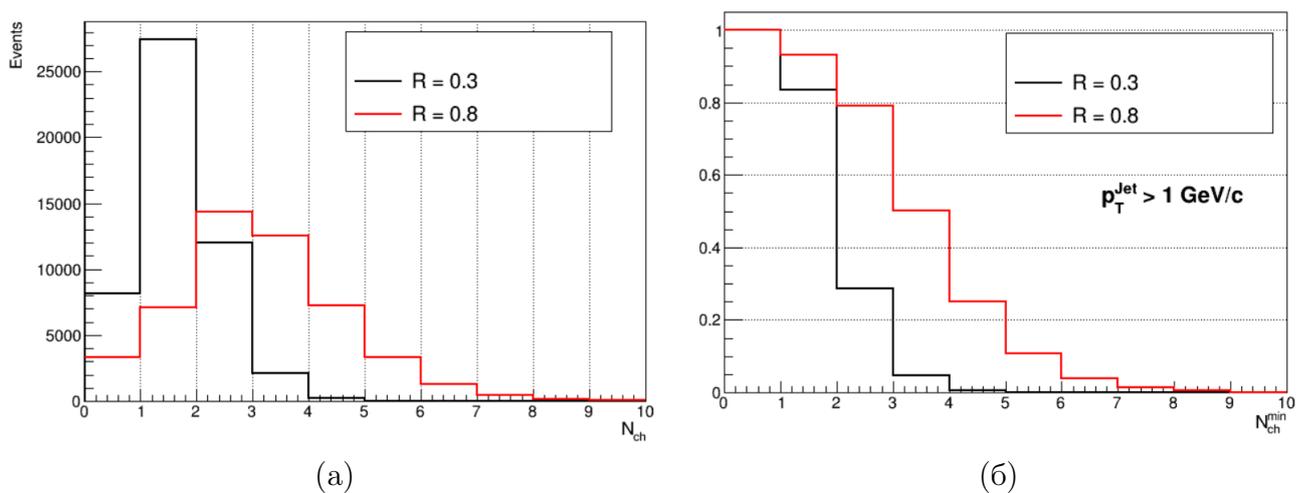


Рисунок 4.1 — Распределения: (а) множественности адронов в струе; (б) доли событий в зависимости от установленной минимальной множественности.

## 4.1 ВОССТАНОВЛЕНИЕ КИНЕМАТИКИ ЖЕСТКОГО ПОДПРОЦЕССА

В данной части работы описывается возможность восстановления кинематики партона, образовавшегося в жестком подпроцессе. Для этого исследуется как возможность восстановления направления импульса партона, так и восстановление энергии партона используя лидирующий адрон или струю.

### 4.1.1 ЭФФЕКТИВНОСТЬ НАХОЖДЕНИЯ СТРУЙ И ЛИДИРУЮЩИХ АДРОНОВ

Эффективность выделения струй в событии может быть существенно ниже эффективности выделения лидирующих адронов, поэтому может быть разумным последовательное применение к событию нескольких алгоритмов. Ожидается, что это должно увеличить число событий, в которых возможно восстановить кинематику одним из методов. Ниже, на Рисунке 4.2 представлена доля событий с лидирующим адроном и доля событий с каждой из струй в зависимости от энергии столкновения.

Из полученных результатов можно сделать вывод, что с ростом энергии практически всегда можно найти заряженный лидирующий адрон в событии. Однако, для того, чтобы понять насколько лидирующий адрон или струя ассоциированы с партоном в жестком процессе, на рисунке 4.3а показана доля событий, в которых после адронизации кварк перешел в лидирующий адрон или струю («истинный» адрон или струя). Для получения данной зависимости использовалась генераторная информация о процессе адронизации.

На рисунке 4.3б также дана зависимость от энергии относительной эффективности выделения «истинных» струй. Число таких струй (лидирующих адронов) в событиях с найденными струями (лидирующими адронами).

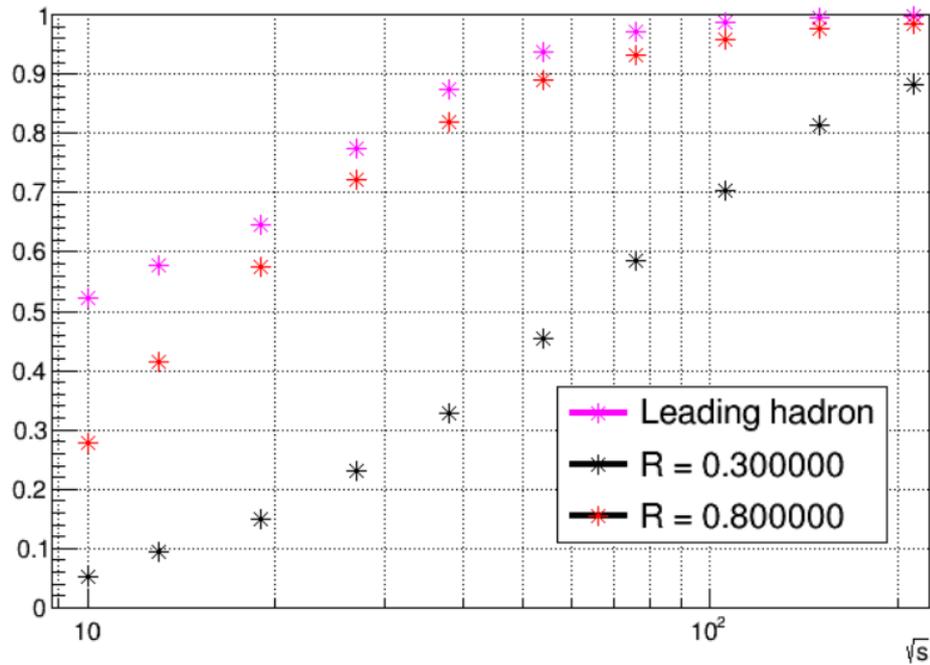


Рисунок 4.2 — Доля событий с лидирующим адроном, доля событий со струями в зависимости от энергии.

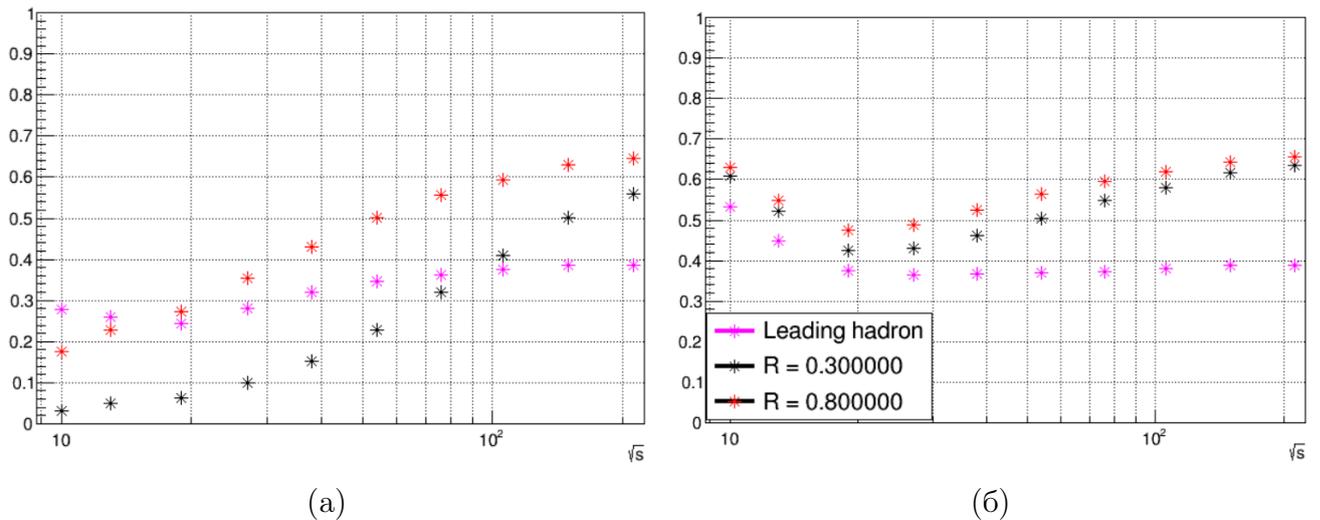


Рисунок 4.3 — Доля событий с «истинным» лидирующим адроном и доля событий с «истинными» струями: (а) в полном числе событий; (б) в событиях с найденной струей или в событиях с найденным адроном.

#### 4.1.2 ВОССТАНОВЛЕНИЕ АЗИМУТАЛЬНОГО УГЛА ВЫЛЕТА ПАРТОНА

Было рассмотрено распределение азимутального угла между партоном и адроном (угол между проекциями импульсов на плоскость, поперечную оси  $pp$ -столкновения — 4.4a). Азимутальный угол ( $\phi$ ) адрона (или струи) рассчитывался

относительно направления партонa после жесткого рассеяния. На рисунке 4.46 показано распределение  $\phi$  для лидирующего адрона и струи (при условии, что лидирующий адрон также в событии обнаружен).

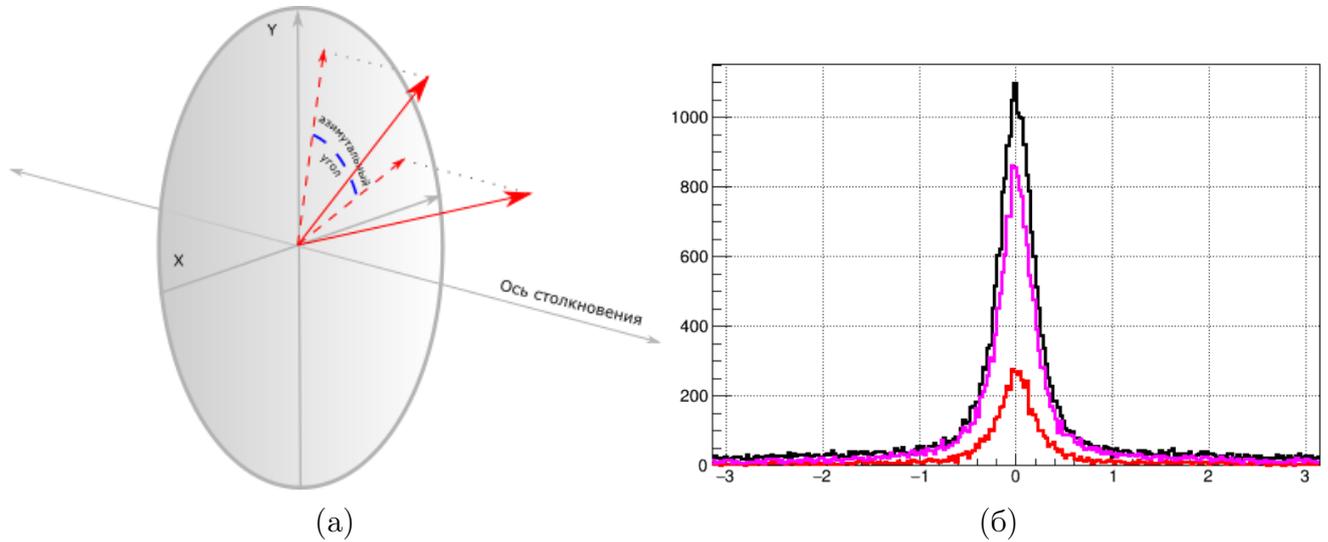


Рисунок 4.4 — Азимутальные корреляции: а) азимутальный угол между двумя векторами; б) распределение азимутального угла между партонem и лидирующим адроном (черный цвет), партонem и «широкой» струей (фиолетовый цвет), партонem и «узкой» струей (красный цвет).

Из распределения видно, что партон, лидирующий адрон и ось струи скоррелированы в азимутальной плоскости. Зависимость ширины пиков от энергии (получена при помощи аппроксимации функцией Гаусса с добавлением константного фона) представлена на Рисунке 4.5.

Для того, чтобы определить количество событий, в которых струя или адрон достаточно близки к направлению партонa рассматривалось несколько ограничений по углу:  $\phi < 0.5$  и  $\phi < 0.3$ . На Рисунке 4.6 представлены диаграммы, иллюстрирующие то, как меняется количество отбираемых событий (в т.ч. с перекрывающейся статистикой) в зависимости от близости к партонu по азимутальному углу. Как видно из диаграмм – примерно в 70% событий импульс лидирующего адрон находится под достаточно (на уровне  $\phi < 0.3$ ) малым углом к импульсу партонa. Аналогично и для струй. Примерно в 70% событий ось находится под достаточно (на уровне  $\phi < 0.3$ ) малым углом к направлению рассеяния партонa.

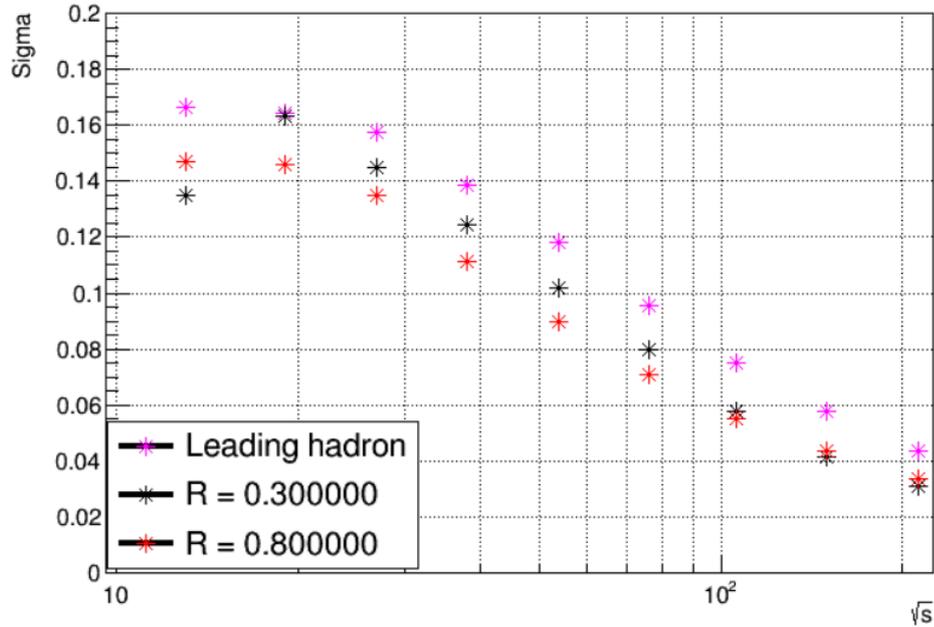


Рисунок 4.5 — Зависимость ширины распределения по азимутальному углу от энергии.

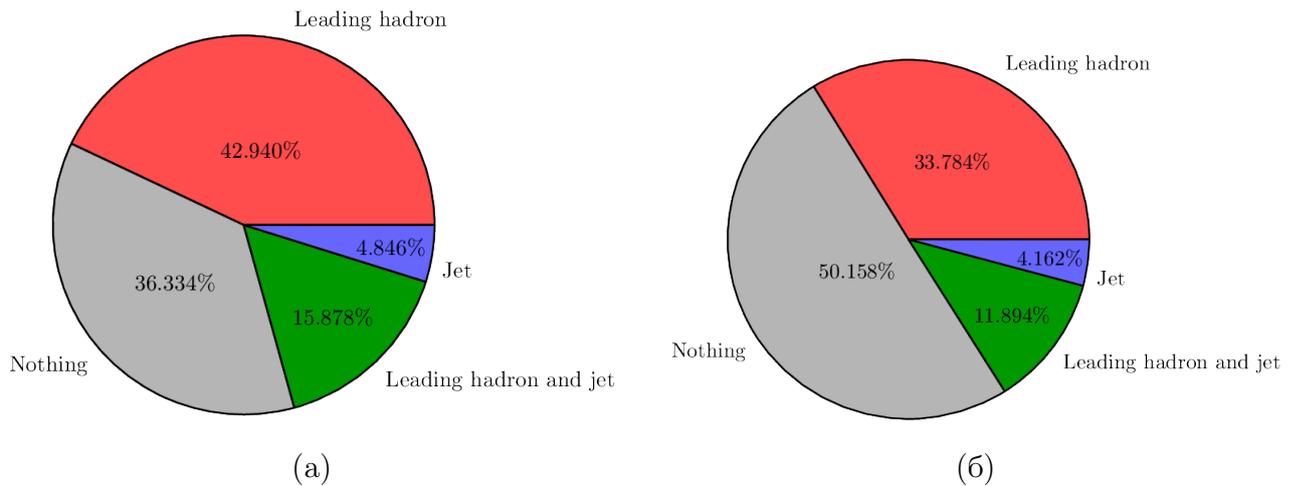


Рисунок 4.6 — Диаграмма, иллюстрирующая долю событий в исследуемой выборке, в зависимости от результата примененных алгоритмов для: (a)  $\phi < 0.5$ ; (a)  $\phi < 0.3$

### 4.1.3 ВОССТАНОВЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ПАРТОНА

Распределение величины отношения энергии лидирующего адрона или энергии струи ( $E_{probe}$ ) к энергии партона ( $E_{part}$ ) представлено на рисунке 4.7a. Зависимость относительной ошибки восстановления энергии партона в зависимости от энергии приведена на рисунке 4.7б. При этом из распределения видно, что применение лидирующих адронов и струй дает сходную точность восста-

новления углов и энергий в широком диапазоне энергий.

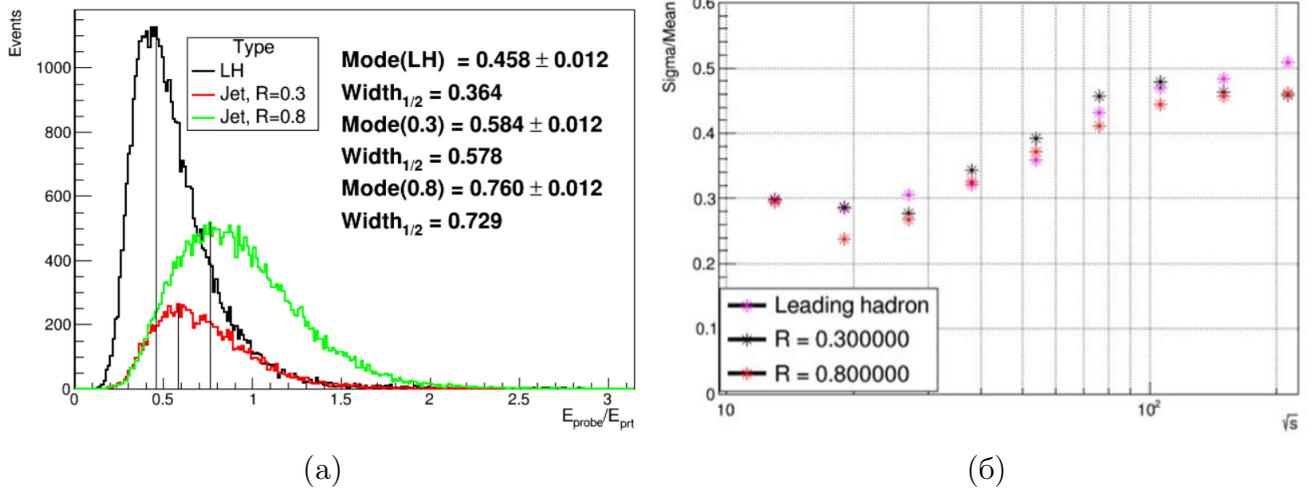


Рисунок 4.7 — Восстановление энергии партона: (а) Распределение отношения энергии струи и лидирующего адрона к партону; (б) относительная неопределенность (коэффициент вариации) при восстановлении энергии партона для трех разных типов алгоритмов.

## 5 АНАЛИЗ ФОРМЫ СОБЫТИЙ

### 5.1 ОНЛАЙН-ФИЛЬТР УСТАНОВКИ SPD

Онлайн-фильтр установки SPD будет состоять из высокопроизводительных вычислительных кластеров. Главная цель онлайн-фильтра – это быстрая реконструкции событий и подавление фона (в  $\sim 20$  раз). Это приводит к необходимости разработки быстрых алгоритмов трекинга и кластеризации в калориметре с последующим отбором и реконструкцией событий по временным меткам (программный триггер). (TDR)

Переменные сферичности и вытянутости, описывающие форму события, могут позволить разделять события с малым  $Q^2$  от жестких процессов при предварительном анализе событий на триггерном уровне.

Интерпретация значений этих переменных в большинстве случаев предполагает двухструйный характер событий. Однако, можно, опираясь на геометрический смысл переменных, получить дополнительный способ разделения процессов на стадии предварительного отбора.

### 5.2 КЛАССИФИКАЦИЯ ПРОЦЕССОВ ПО ПЕРЕМЕННЫМ ФОРМЫ СОБЫТИЯ

Для анализа возможности разделения процессов с малым  $Q^2$  от жестких процессов было построено совместное распределение по переменным сферичности и вытянутости события для minimum-bias выборки.

На Рисунке 5.1a показано совместное распределение событий по переменным формы события. Как следует из рисунка – жесткие процессы являются

более сферичными. Что может позволить использовать переменные формы события для разделения процессов.

На Рисунке 5.16 представлено распределение отдельно для двух жестких событий при разных масштабах  $Q^2$ .

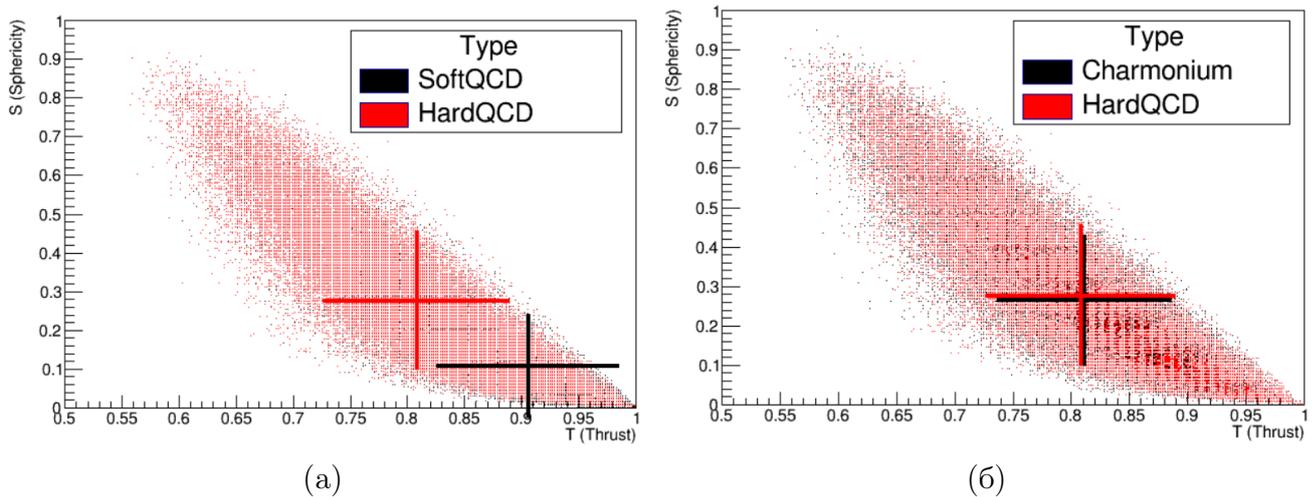


Рисунок 5.1 — Совместное распределение переменных, описывающих форму события, с указанием положения среднего значения и RMS для: (а) minimum-bias событий; (б) двух жестких процессов. Линии соответствуют средним значениям по выборке.

### 5.3 ЖЕСТКИЕ СОБЫТИЯ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ МАСШТАБАХ ЭНЕРГИИ

Анализ возможности разделения жестких процессов в зависимости от  $Q^2$  также исследовался посредством совместного распределения переменных формы события. На Рисунке 5.2 представлено распределение, на котором зеленым цветом соответствует распределение событий с  $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2/c^2$ . А красным цветом – выборка событий с жестким рассеянием при  $Q^2 > 10 \text{ ГэВ}^2/c^2$ . Линии соответствуют средним значениям по выборке.

Как видно из распределения – изменение  $Q^2$  незначительно отражается на параметрах распределения. Т.е. события при разных масштабах жесткости, распределены примерно одинаково.

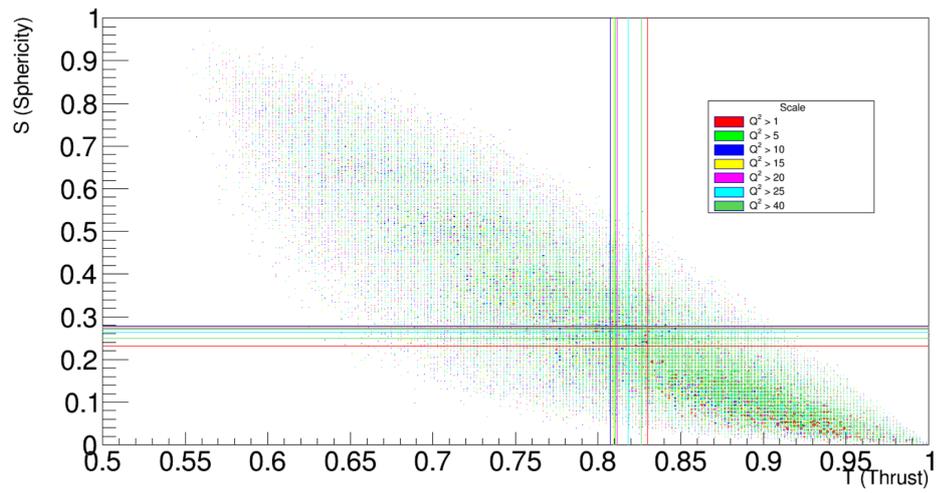


Рисунок 5.2 — Совместное распределение переменных, описывающих форму события, для жестких процессов с разным  $Q^2$ .

## 6 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенной работы была проведена оценка параметров рождения адронов в событиях с рождением прямого фотона и анализ возможности разделения жестких процессов при помощи переменных формы события.

Для протон-протонных столкновений с энергией в системе центра масс 27 ГэВ в событиях с большой передачей поперечного импульса ( $p_T > 3$  ГэВ/с) исследованы эффективность и точность восстановления кинематики жёсткого подпроцесса используя:

- 1) струи заряженных адронов;
- 2) лидирующие адроны.

Показано что в эксперименте SPD при энергии столкновения протонов 27 ГэВ:

- 1) возможно восстановить кинематику жестких процессов, используя только заряженные частицы;
- 2) достигается точность восстановления азимутального угла вылета партрона 0.15 радиан и энергии партрона порядка 30%.

Применение лидирующих адронов и струй дает сходную точность восстановления углов и энергий; при этом использование лидирующего адрона для реконструкции партонной кинематики по эффективности (обнаружения в событии) выше на 6% относительно струи с  $R = 0.8$  и на 50% выше для струи с  $R = 0.3$ .

Анализ переменных формы события показал, что использование таких переменных как сферичность и вытянутость позволяет разделять события с малым энергетическим масштабом от событий с жестким рассеянием при сравнительно больших передачах импульса.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Leutwyler H.* On the history of the strong interaction. — 2012.
2. Review of Particle Physics / К. А. Olive [и др.] // *Chin. Phys. C.* — 2014. — Т. 38. — С. 090001.
3. *Фейнман Р.* Что мы знаем о слабых взаимодействиях // *Усп. физ. наук.* — 1976. — Т. 119, № 8. — С. 689—713.
4. *Гришин В. Г.* Адронизация кварков и глюонов в струи адронов при высоких энергиях // *Усп. физ. наук.* — 1986. — Т. 148, № 2. — С. 221—287.
5. 50 Years of Quantum Chromodynamics / F. Gross [и др.]. — 2022.
6. The Spectrum of Charmonium / E. Eichten [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 1975. — Т. 34. — С. 369—372. — [Erratum: *Phys.Rev.Lett.* 36, 1276 (1976)].
7. *Seth K. K.* Hyperfine Interaction in Quarkonia // *EPJ Web of Conferences.* — 2010. — Т. 3. — С. 07006.
8. Review of Particle Physics / P. A. Zyla [и др.] // *PTEP.* — 2020. — Т. 2020, № 8. — С. 083C01.
9. Parton fragmentation and string dynamics / B. Andersson [и др.] // *Physics Reports.* — 1983. — Т. 97, № 2. — С. 31—145. — ISSN 0370-1573.
10. The COMPASS spin physics program.html / B. Aubert [и др.] // *Physical Review D.* — 2005. — Т. 72, № 7.
11. Experimental information on the pion gluon distribution function / A. Bordner [и др.] // *Z. Phys. C.* — 1996. — Т. 72. — С. 249—254.
12. *Feynman R. P., Field R. D., Fox G. C.* A Quantum Chromodynamic Approach for the Large Transverse Momentum Production of Particles and Jets // *Phys. Rev. D* / под ред. L. M. Brown. — 1978. — Т. 18. — С. 3320.
13. Measurement of groomed jet substructure observables in pp collisions. / J. Adam [и др.] // *Physics Letters B.* — 2020. — Т. 811. — С. 135846.

14. Proton mass decomposition / Y.-B. Yang [и др.] // EPJ Web of Conferences / под ред. M. D. Morte [и др.]. — 2018. — Т. 175. — С. 14002.
15. Conceptual design of the Spin Physics Detector / V. M. Abazov [и др.]. — 2022. — arXiv: [2102.00442](https://arxiv.org/abs/2102.00442) [hep-ex].