

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

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

УДК 539.1.05

**ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА
К БАКАЛАВРСКОЙ ДИПЛОМНОЙ РАБОТЕ
ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ И ЗАГРУЗОК
STRAW TRACKER ЭКСПЕРИМЕНТА SPD В УСЛОВИЯХ
ИОН-ИОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ**

Студент

_____ А. В. Лазарева

Научный руководитель,

к.ф.-м.н.

_____ Е. Ю. Солдатов

Москва 2026

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ И ЗАГРУЗОК
STRAW TRACKER ЭКСПЕРИМЕНТА SPD В УСЛОВИЯХ
ИОН-ИОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ**

Студент	_____ А. В. Лазарева
Научный руководитель, к.ф.-м.н.,	_____ Е. Ю. Солдатов
Рецензент, к.ф.-м.н.,	_____ И. И. Денисенко
Секретарь ГЭК, к.ф.-м.н.	_____ А. А. Кириллов
Зав. каф. №40, д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1 SPD и ионная программа	5
1.1 Ионная программа эксперимента SPD в контексте исследований сильновзаимодействующей материи	5
1.2 Современное состояние исследований фазовой диаграммы ядерной материи	6
1.3 Научные задачи ионной программы SPD	7
2 Геометрия и устройство Straw Tracker	9
3 Параметры симуляции в среде SPDR00T	12
4 Загрузка трекового детектора	13
4.1 Цветовые карты	13
4.2 Загруженность	15
5 Реконструкция треков в Straw Tracker	18
5.1 Описание алгоритма реконструкции треков в Straw Tracker .	18
5.2 Особенности реконструированных треков	19
6 Эффективность реконструкции треков заряженных частиц	21
7 Разрешение по поперечному импульсу	24
Заключение	30
Список использованных источников	32

ВВЕДЕНИЕ

Современное понимание фундаментальной структуры материи основано на Стандартной модели (СМ) элементарных частиц, которая на сегодняшний день является наиболее успешной теорией. СМ объединяет электромагнитное, слабое и сильное взаимодействия и классифицирует весь известный спектр элементарных частиц. Несмотря на многочисленные экспериментальные подтверждения и высокую предсказательную способность, СМ не является завершенной теорией: она не объясняет природу темной материи, барионной асимметрии Вселенной и не включает гравитацию, что указывает на возможность ее расширения до более общей теории, а отклонения от СМ или т.н. «новая физика», поиск которой сейчас наиболее популярен, может указать направление для такого расширения.

Одним из фундаментальных свойств элементарных частиц является спин - внутренняя квантовая характеристика, определяющая статистические свойства частиц и играющая ключевую роль в построении современной квантовой теории поля. Исследование спиновых эффектов, начиная от тонкой структуры атомных спектров и заканчивая поляризационными явлениями в релятивистских столкновениях частиц, служит важным инструментом проверки предсказаний СМ и поиска границ ее применимости.

Особый интерес представляет проблема происхождения спина нуклона. Согласно наивным кварковым моделям ожидалось, что основная часть спина протона определяется спинами его валентных кварков. Однако, эксперименты показали, что вклад кварковых спинов составляет лишь около 30% полного спина протона. Это противоречие получило название «спинового кризиса». В настоящее время считается, что оставшаяся часть спина формируется за счет орбитальных моментов партонных и вклада спинов глюонов - переносчиков сильного взаимодействия. Количественное определение этих вкладов остается одной из важнейших задач современной физики высоких энергий.

Для решения этой задачи создается эксперимент Spin Physics Detector (SPD) [1], который станет специализированной установкой на коллайдерном комплексе NICA. Измерение спиновых асимметрий в процессах рождения очарованного кварка, прямых фотонов и открытого чарма позволит получить новую информацию о распределении глюонов и их вкладе в полный спин нуклона.

Научная программа SPD не ограничивается только спиновой физикой. Возможность реализации ион-ионных столкновений, в том числе систем из легких ядер, на коллайдере NICA открывает перед детектором второе самостоятельное научное направление - ионную программу, которая позволит проводить исследования плотной барионной материи. Однако, конструкция и выбор технологий для детекторов SPD в первую очередь опирались на его основные задачи и столкновения протон-протон или дейтрон-дейтрон. В связи с этим представляет огромный интерес оценка применимости SPD для работы в условиях ион-ионных столкновений, характеризующихся значительно более высокой множественностью частиц по сравнению с протон-протонными и дейтрон-дейтронными взаимодействиями.

Целью данной работы является исследование применимости SPD в условиях ион-ионных столкновений путем анализа характеристик трековой системы, определяющей основное разрешение эксперимента, для протон-протонных столкновений и различных ионных систем в рамках моделирования. Для достижения поставленной цели были поставлены следующие задачи:

- 1) Определить средние и максимальные частоты срабатываний трекового детектора на протяжении последовательных протон-протонных столкновений и столкновений различных ионов;
- 2) Определить эффективность реконструкции траекторий заряженных частиц в зависимости от множественности событий;
- 3) Оценить разрешение по поперечному импульсу заряженных частиц;
- 4) Установить критерий предельной сталкивающейся системы, при которой работа трекового детектора становится неудовлетворительной.

1 SPD И ИОННАЯ ПРОГРАММА

1.1 ИОННАЯ ПРОГРАММА ЭКСПЕРИМЕНТА SPD В КОНТЕКСТЕ ИССЛЕДОВАНИЙ СИЛЬНОВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕЙ МАТЕРИИ

Spin Physics Detector (SPD) - это эксперимент, который будет установлен во второй точке столкновения коллайдера NICA - сверхпроводящем коллайдере протонов и тяжелых ионов. В рамках эксперимента SPD ставятся цели по изучению спиновой структуры протона и дейтрона и других явлений, связанных со спином, с помощью столкновений поляризованных пучков протонов и дейтронов с энергией до 27 ГэВ и светимостью до $10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Реализация ион-ионных столкновений в рамках эксперимента SPD поможет в решении нескольких фундаментальных задач, в числе которых - извлечение ядерных функций распределения партонов (nuclear parton distribution function, nPDF) [2] и изучение свойств кварк-глюонной материи в малых адронных системах [3].

Эксперименты показывают, что поведение кварков и глюонов внутри связанного нуклона отличается от поведения внутри свободного нуклона (протона или нейтрона). Вследствие этого сечение жесткого процесса в столкновении двух ядер не может быть вычислено просто масштабированием нуклонных PDF на число нуклонов. Необходимо использовать nPDF, которые учитывают искажения внутренней структуры нуклонов под влиянием ядерного окружения.

Поскольку партонные распределения в свободном протоне хорошо известны, извлечение nPDF становится возможным при сравнении данных, полученных в ион-ионных и протон-протонных столкновениях в идентичных кинематических условиях. Извлечение nPDF из экспериментальных данных является необходимым условием для количественного описания

жестких процессов в столкновениях ядер, отделения начальных ядерных эффектов от эффектов конечного состояния.

1.2 СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ ФАЗОВОЙ ДИАГРАММЫ ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ

Одной из ключевых задач современной физики высоких энергий является изучение фазовой диаграммы сильно взаимодействующей адронной материи. Результаты многочисленных экспериментов на разных ускорителях охватывают широкий диапазон энергий и барионных плотностей - от энергий столкновения порядка нескольких ТэВ вплоть до нескольких ГэВ.

На коллайдере LHC эксперимент ALICE исследует область экстремально высоких температур и почти нулевого барионного химического потенциала, подтверждая гидродинамическую природу кварк-глюонной материи при ультрарелятивистских энергиях. В промежуточном диапазоне (7.7 – 200 ГэВ) центральным источником данных остается эксперимент STAR на RHIC, где в рамках программ BES-I и BES-II выявлены систематические изменения в потоках, спектрах и поляризации. Также в эксперименте STAR был проведен короткий сеанс O+O столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. В более низкоэнергетической области (25 ГэВ) эксперимент NADES на установке SIS18 исследует формирование коллективных эффектов и производство странных частиц уже при весьма малых энергиях, тогда как BM@N на Нуклотроне (ОИЯИ) получает первые результаты по столкновениям тяжелых ионов с акцентом на производство странных частиц и изучение барионно-насыщенной материи.

Особое место в исследовании свойств ядерной материи занимает коллайдер NICA (ОИЯИ, Дубна), на котором реализуются два крупных эксперимента - MPD [4] и SPD [1]. Эксперимент MPD (Multi-Purpose Detector), который будет введен в эксплуатацию первым, ориентирован на сбор большой статистики по редким процессам, таким как производство чармония и дилептонов, в столкновениях тяжелых ионов ($Au + Au$). Его цель - детальное изучение фазовых свойств кварк-глюонной материи и механизмов

рождения частиц в области повышенных барионных плотностей.

1.3 НАУЧНЫЕ ЗАДАЧИ ИОННОЙ ПРОГРАММЫ SPD

Эксперимент SPD призван дополнить результаты MPD, обеспечивая систематические исследования столкновений легких и средних ионов и быстрые инклюзивные измерения. Ионная программа SPD ориентирована на изучение области малых барионных плотностей и высоких температур, где ожидается переход от адронной материи к кварк-глюонной плазме (КГП). Преимущественно КГП изучается с помощью центральных столкновений тяжелых ядер, так как число образующихся вторичных частиц максимально. Так, на RHIC и LHC [5] было показано, что соударение тяжелых ядер нельзя рассматривать как аддитивную совокупность pp -соударений. В соударениях тяжелых ядер появляются коллективные свойства кварк-глюонной плазмы, которая по своим свойствам напоминает сверхпроводящую жидкость с малым коэффициентом вязкости. В связи с этим ионная программа на SPD приобретает особую актуальность, которая могла бы охватить столкновения от малых до промежуточных систем, что позволило бы в контролируемых условиях исследовать переход от адронной к партонной степени свободы.

Благодаря широкому аксептансу трековой системы ($|\eta| < 2.4$), высокому пространственному разрешению и высокой скорости триггера SPD позволит изучать кинематические и флуктуационные свойства вещества при переходных энергиях с высокой точностью. Ключевое преимущество SPD в сравнении с экспериментом STAR - возможность проведения систематических исследований с легкими и средними ядрами (O-O, Ar-Ar, Kr-Kr, Xe-Xe). Ионная программа SPD предлагает анализ корреляций конечных частиц, который даст возможность реконструировать пространственно-временную геометрию области взаимодействия, а вариация масс и размеров сталкивающихся систем обеспечит систематический контроль над ролью начальных условий в формировании коллективных потоков. Это позволит SPD внести уникальный вклад в понимание роли размера системы.

Кроме того, ионная программа SPD включает в себя изучение рожде-

ния тяжелых кварков, которое происходит на ранних стадиях столкновения благодаря процессам с большим переданным импульсом. Образовавшиеся тяжелые кварки взаимодействуют с кварк-глюонной плазмой на всем протяжении ее эволюции. В плотной цветовой среде можно наблюдать две конкурирующих процесса: диссоциация связанных состояний чармония, таких как J/ψ , за счет экранировки цветового заряда и, напротив, их рекомбинация. Основными каналами регистрации частиц со скрытым и открытым очарованием являются диэлектронный (e^+e^-) и димюонный ($\mu^+\mu^-$) каналы, обладающие чистотой и низким уровнем фона от адронных распадов.

Совместные программы MPD и SPD охватывают широкий спектр задач, обеспечивая комплексное исследование фазовой диаграммы сильновзаимодействующей материи. Ионная программа претендует на одну из важнейших составляющих физической программы SPD и коллайдера NICA, направленной на понимание фундаментальных свойств сильно взаимодействующей материи. Однако, возможности эксперимента SPD будут иметь определенные ограничения, связанные с высокой множественностью вторичных частиц. В первую очередь это относится к трековой системе (Straw tracker).

2 ГЕОМЕТРИЯ И УСТРОЙСТВО STRAW TRACKER

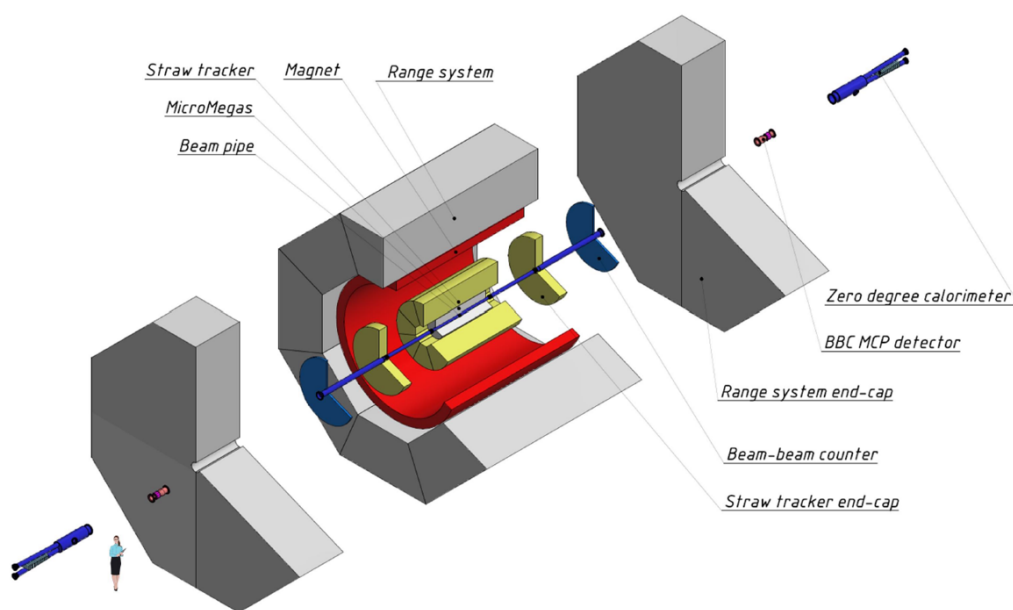


Рисунок 2.1 — Схема конфигурации детекторов эксперимента SPD во время его первой фазы работы

Straw Tracker является одной из систем детектирования в эксперименте и задает основное разрешение, поскольку расположена близко к точке столкновения ионных пучков и наиболее чувствительна к множественности рожденных частиц. Общий вид трекового детектора Straw Tracker первой фазы SPD приведен на рисунке 2.1. На данный момент представляет интерес именно первая фаза эксперимента, поскольку уже в ней будет использоваться Straw Tracker. Основные характеристики первой фазы эксперимента SPD: $\sqrt{s} = 10$ ГэВ для протон-протонных столкновений и $\sqrt{s_{NN}} = 10$ ГэВ для ион-ионных; светимость до 10^{31} см⁻² с⁻¹.

Назначение Straw Tracker - эффективное восстановление треков первичных и вторичных частиц, измерение их импульсов по кривизне траекто-

рии в магнитном поле с высокой точностью, а также участие в идентификации частиц с помощью измерения интенсивности ионизационных потерь dE/dx .

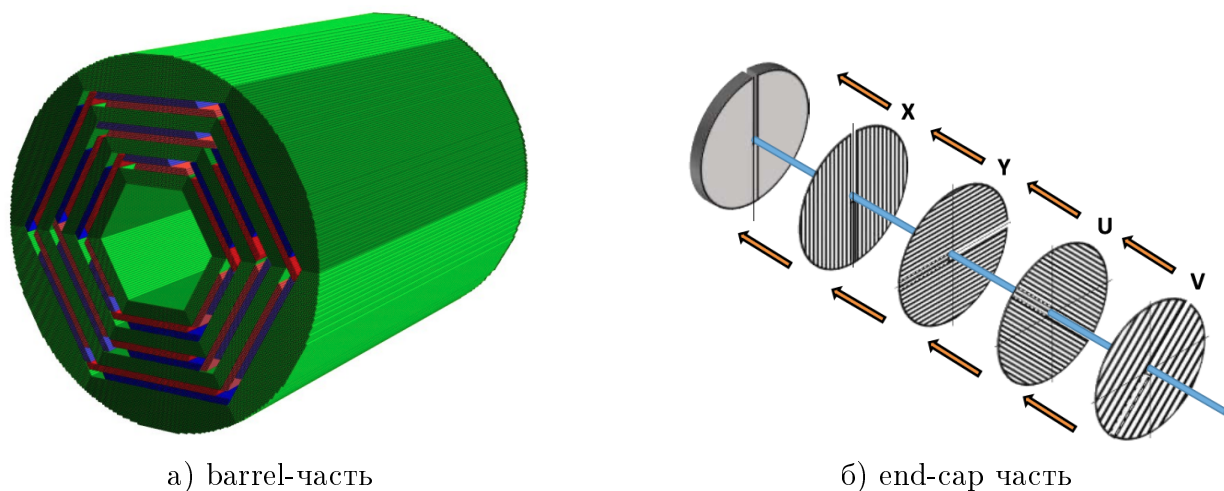


Рисунок 2.2 — Схемы Straw Tracker

Трековый детектор будет состоять из barrel-части (баррельной или центральной) и двух end-caps (торцевые части) [6]. На рисунке 2.2 представлены схемы баррельной (а) и торцевой (б) частей трекового детектора. Баррельная часть окружит область взаимодействия в центральной области установки, тогда как end-caps обеспечивают регистрацию частиц, вылетающих под малым углом к оси пучка. Баррельная часть покрывает область псевдобыстроты ($-1.1 < \eta < 1.1$), а торцевые части расширяют общее покрытие трека до $|\eta| < 2.4$. Текущий вариант реализации barrel-части предполагает 6 идентичных модулей. Каждый модуль содержит слои трубочек (straw) диаметром 10 мм, заполненных газом - смеси Ar/CO_2 . Всего в одном модуле содержится 3860 трубочек трех ориентаций: Z , $+1.24^\circ$, -1.24° . Части end-caps имеют форму диска с слоями, состоящими из трубочек, расположенными таким образом, что они образуют систему координат X, Y, U, V , то есть 8 координатных плоскостей.

Трубочка (straw) представляет собой цилиндрический корпус из легкого металла, вдоль оси цилиндра проведена анодная проволока, сама straw заполнена газом. Заряженная частица, пролетая сквозь трубку ионизирует газ, таким образом, образуется дорожка из ионизированных атомов и свободных электронов [7]. Эти электроны начинают дрейфовать к аноду под воздействием электрического поля. В магнитном поле на электроны

действует сила Лоренца, которая заставляет их двигаться по спиралевидным траекториям. Это приводит к тому, что электроны движутся не строго по прямой к аноду, а закручиваются вокруг силовых линий магнитного поля. Однако, размеры трубочки невелики, поэтому можно пренебречь искривлением траектории под действием магнитного поля. Когда электроны достигают анода, происходит лавинообразное усиление сигнала (газовое усиление), и на аноде регистрируется электрический импульс.

Электрический сигнал, зарегистрированный в straw-трубках, преобразуется в пространственную координату. Поперечная координата определяется по времени дрейфа электронов ионизации до анодной проволоки, а положение в детекторе задается номером сработавшей трубки. Полученная координата приближенно соответствует положению точки на траектории заряженной частицы.

3 ПАРАМЕТРЫ СИМУЛЯЦИИ В СРЕДЕ SPDROOT

Для исследования влияния загрузки трекового детектора на качество реконструкции были рассмотрены системы с различной массой сталкивающихся ядер. Такой набор систем позволяет проследить изменение загрузки трекового детектора и эффективности реконструкции треков в широком диапазоне множественностей образующихся частиц.

В рамках данной работы исследовались протон-протонные и ионные ($O + O$, $Ar + Ar$, $Kr + Kr$, $Xe + Xe$) столкновения с энергией в системе центра масс $\sqrt{s} = 10$ ГэВ для протонов и $\sqrt{s_{NN}} = 10$ ГэВ для ионов. Величина магнитного поля составляла 1 Тл. Для моделирования протон-протонных столкновений использовался генератор Pythia8 [8], а для моделирования ион-ионных столкновений - UrQMD 4.0 [9].

Таблица 3.1 — Количество событий для различных систем ионов

Система ионов	Изотопный состав	Число событий
p+p	-	48000
O+O	O_8^{16}	75000
Ar+Ar	Ar_{18}^{40}	40000
Kr+Kr	Kr_{36}^{84}	10000
Xe+Xe	Xe_{54}^{131}	10000

Количество сгенерированных событий для каждой системы приведено в таблице 3.1. Для систем с меньшей множественностью частиц было сгенерировано большее число событий, тогда как для тяжелых ионных систем объем статистики был ограничен более высокой вычислительной сложностью. Несмотря на различие в числе событий, полученная статистика является достаточной для проведения сравнительного анализа характеристик реконструкции для рассматриваемых систем.

4 ЗАГРУЗКА ТРЕКОВОГО ДЕТЕКТОРА

4.1 ЦВЕТОВЫЕ КАРТЫ

Цветовые карты трекового детектора используются для визуализации распределения частоты срабатываний чувствительных элементов и оценки пространственной загрузки детектора в различных типах столкновений.

Частота взаимодействий в протон-протонных столкновениях составляет 400 кГц [1], для ионных столкновений - 7 кГц [4]. Эти значения используются для пересчета среднего числа срабатываний на одно взаимодействие в ожидаемую частоту срабатываний каналов детектора.

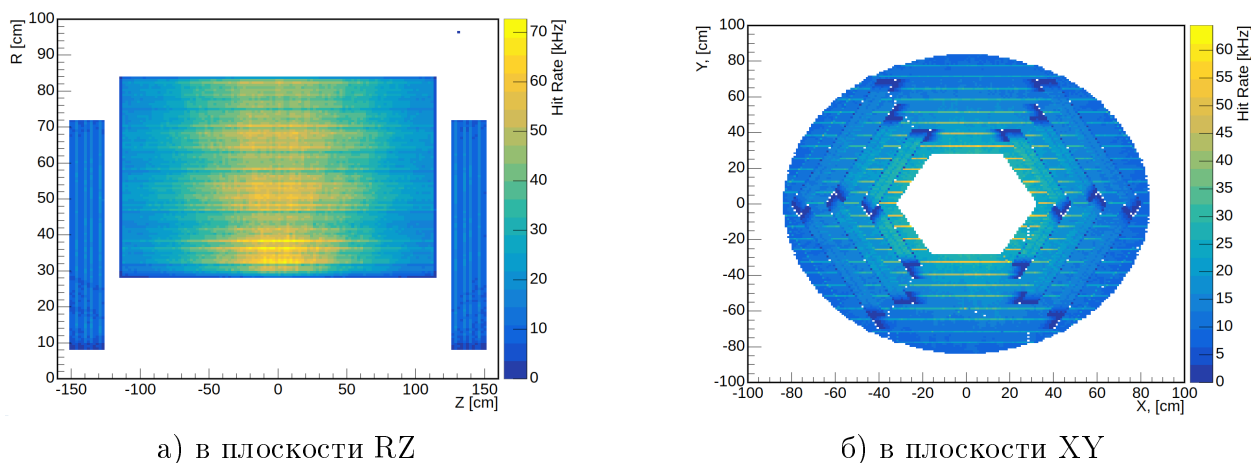


Рисунок 4.1 — Цветовые карты Straw Tracker для $p + p$ столкновений

На рисунке 4.1 представлены цветовые карты для протон-протонных столкновений в проекциях RZ и XY . Распределения отражают геометрию Straw Tracker: в проекции RZ выделяются баррельная и торцевые части детектора, а в проекции XY наблюдается характерная шестимодульная структура.

Из распределений видно, что именно внутренняя часть барреля характеризуется наибольшей загрузкой. В этой области восстанавливается

основная доля траекторий заряженных частиц, поскольку она расположена ближе всего к области взаимодействия. Кроме того, данная часть детектора находится в области наиболее однородного магнитного поля, что обеспечивает точное измерение координат хитов и радиуса кривизны, а следовательно - импульса частиц.

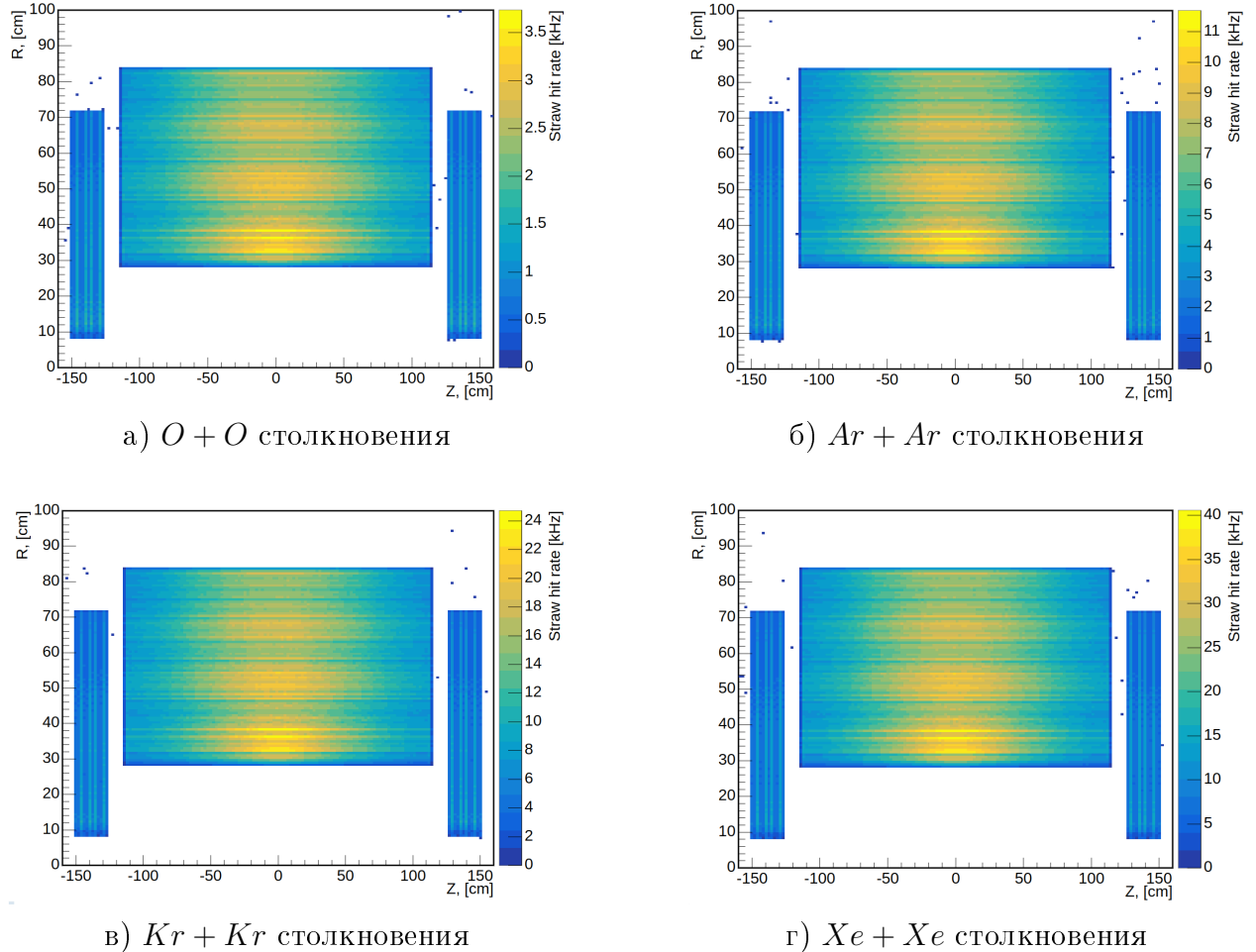
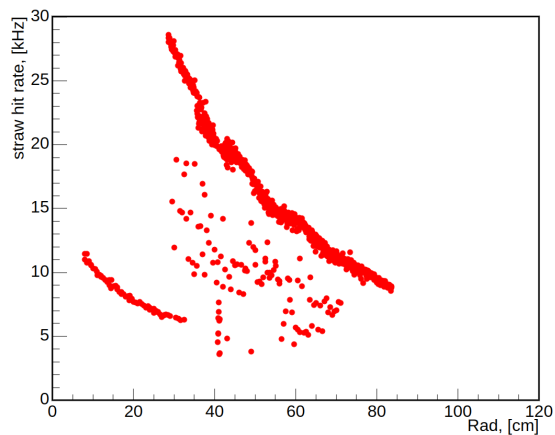


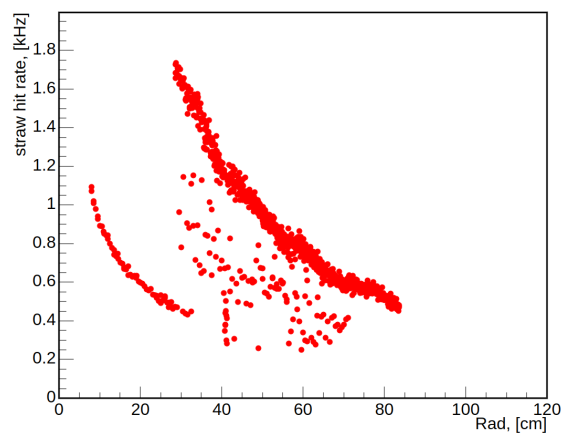
Рисунок 4.2 — Цветовые карты Straw Tracker для различных систем столкновений

На рисунке 4.2 приведены аналогичные распределения для ион-ионных систем $O + O$, $Ar + Ar$, $Kr + Kr$ и $Xe + Xe$. Во всех случаях сохраняется общая геометрическая структура детектора. При этом наблюдается увеличение частоты с ростом массы сталкивающихся ядер, что обусловлено увеличением множественности образующихся частиц.

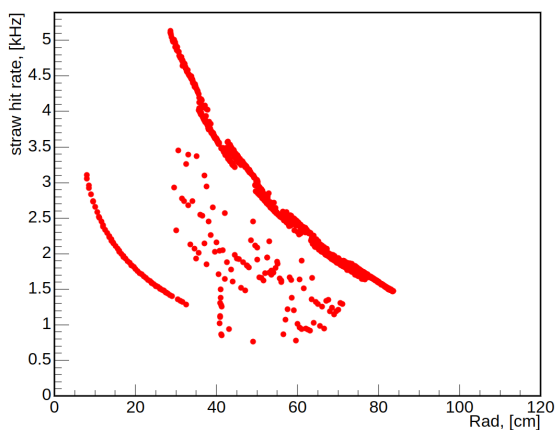
4.2 ЗАГРУЖЕННОСТЬ



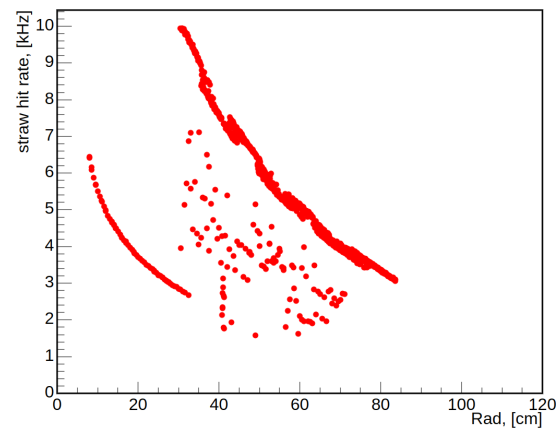
а) $p + p$



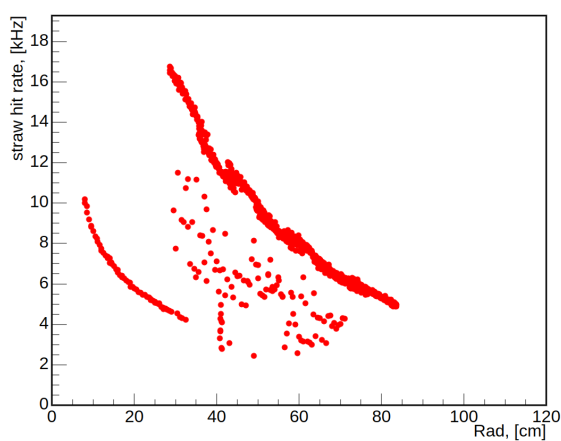
б) $O + O$



в) $Ar + Ar$



г) $Kr + Kr$



д) $Xe + Xe$

Рисунок 4.3 — Зависимость частоты срабатываний straw-трубок с одинаковым радиальным расстоянием от радиальной координаты для различных систем столкновений: $p + p$, $O + O$, $Ar + Ar$, $Kr + Kr$, $Xe + Xe$.

Загруженность детектора показывает среднее число срабатываний, приходящееся на одну дрейфовую трубку за одно событие.

На рисунке 4.3 представлены зависимости частоты срабатываний трубок с одинаковым радиальным расстоянием от радиальной координаты для различных систем столкновений. Максимальные значения наблюдаются во внутренних слоях трекового детектора, расположенных вблизи области взаимодействия. С увеличением радиуса частота уменьшается, что связано со снижением плотности потока вторичных заряженных частиц.

Для торцевых частей детектора характерны существенно меньшие значения, поскольку лишь часть частиц вылетает под малыми углами относительно оси пучка и достигает этих областей.

Среди рассмотренных систем наибольшая частота срабатываний наблюдается для $p + p$ столкновений, что обусловлено высокой частотой взаимодействий протонных пучков (400 кГц). Несмотря на меньшую множественность частиц по сравнению с ион-ионными столкновениями, именно высокая частота столкновений приводит к большей загрузке детектора в единицу времени.

При сравнении ион-ионных систем наблюдается увеличение частоты срабатываний с ростом массы сталкивающихся ядер, что связано с ростом множественности образующихся частиц.

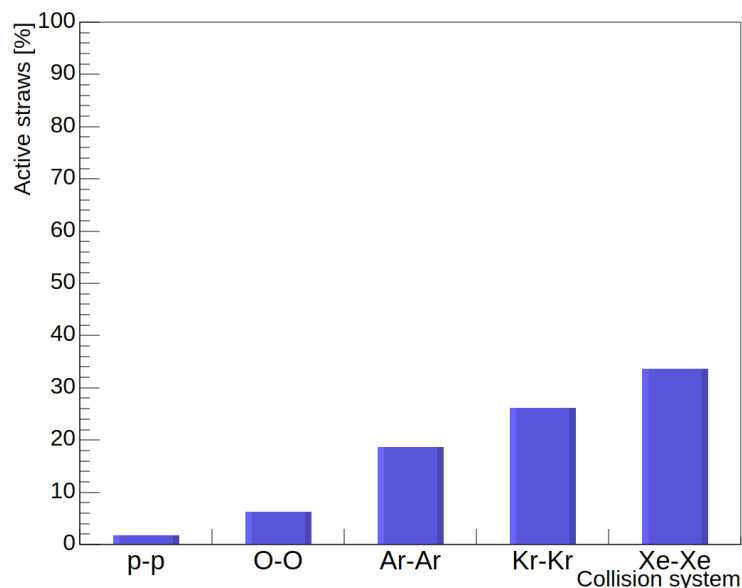


Рисунок 4.4 — Доля сработавших straw-трубок в зависимости от системы столкновений

Средняя занятость straw-трубок за событие, определяемая как доля сработавших straw, является важной характеристикой загрузки трековой системы, поскольку позволяет оценить сложность последующей реконструкции треков. На рисунке 4.4 представлена зависимость данной величины от системы столкновений.

Из рисунка видно, что с увеличением атомной массы сталкивающихся ядер занятость детектора возрастает. Это связано с ростом множественности образующихся частиц в более тяжелых ионных столкновениях, что приводит к увеличению числа регистрируемых хитов в трековой системе.

Таким образом, рост занятости приводит к увеличению числа срабатывающих straw-трубок и усложнению задачи реконструкции треков вследствие возрастания вероятности неоднозначного сопоставления сигналов. Полученные результаты показывают, что столкновения тяжелых ядер соответствуют наиболее высокому уровню загрузки трекового детектора и являются наиболее требовательным режимом работы алгоритмов реконструкции.

5 РЕКОНСТРУКЦИЯ ТРЕКОВ В STRAW TRACKER

5.1 ОПИСАНИЕ АЛГОРИТМА РЕКОНСТРУКЦИИ ТРЕКОВ В STRAW TRACKER

Рассматриваемые треки разделяются на истинные и реконструированные. Истинными треками (mc-треками) называются фитированные траектории заряженных частиц, сгенерированных на этапе моделирования, и получивших отклики (хиты) в детекторе на этапе реконструкции событий. Реконструированными треками (гесо-треками) называются фитированные траектории заряженных частиц, хиты которых были восстановлены специальным алгоритмом реконструкции, который берет на вход множество наборов хитов за одно событие.

Алгоритм реконструкции включает два ключевых шага: поиск треков и последующий фит траекторий, выполняемый Калмановским фильтром [10]. Работа алгоритма начинается с поиска треков в плоскости XY. Сначала используются только осевые straws: берутся координаты проволок тех трубок, которые сработали. Слои, в которых оси straws параллельны оси пучка, называются осевыми, а слои с наклоненными straws - стерео-слоями. К набору точек от осевых straws последовательно применяют конформное преобразование и преобразование Хафа [11], после чего в образовавшейся двумерной гистограмме ищут пики, соответствующие возможным трекам. Для каждого такого пика строят окружность, аппроксимируя ей точки, и таким образом получают двумерных кандидатов треков. Затем к этим кандидатам подбирают хиты из стерео-straws, что позволяет восстановить трехмерную форму траектории и оценить начальное положение и импульс частицы в первой точке измерения. На заключительном шаге по всем найденным хитам выполняют глобальный трехмерный Калмановский фит, ко-

торый дает окончательные параметры трека.

5.2 ОСОБЕННОСТИ РЕКОНСТРУИРОВАННЫХ ТРЕКОВ

В результате работы алгоритма реконструкции для каждого события создаются наборы реконструированных треков, которые характеризуются наборами хитов. Восстановленные треки можно разделить на два типа: чи-

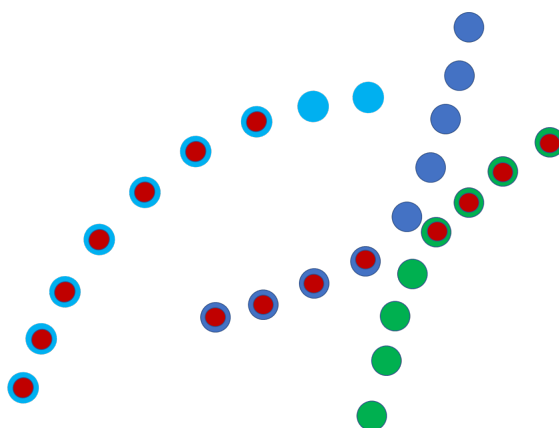


Рисунок 5.1 — Точки истинных и восстановленных треков (возможный результат реконструкции)

стые и смешанные. Чистыми являются треки, в составе которых по большей части присутствуют хиты одного ms -трека: 80% хитов гесо-трека соответствуют хитам одного ms -трека. Смешанными являются треки, в составе которых присутствуют хиты от нескольких ms -треков. Таким образом, возникает проблема: существуют гесо-треки, часть которых не соответствует истинной траектории частицы. Кроме того, существуют такие события, в которых истинный трек с большим количеством хитов в результате реконструкции разделяется на несколько гесо-треков.

Для того, чтобы анализировать эффективность реконструкции необходимо реализовать методику сопоставления истинных и реконструированных треков для того, чтобы корректно определять гесо-аналог для данного ms -трека.

На рисунке 5.1 представлено визуальное сопоставление реконструированных (красные точки) и истинных (голубые, синие и зеленые точки)

треков. Сопоставление треков реализуется по сравнению наборов хитов: оценивается число общих хитов между гесо- и ms-треком. Выбираются те пары гесо- и ms-треков, для которых это число является наибольшим. Затем, для лучшего сопоставления применяется условие: если отношение числа общих хитов к числу хитов в выбранном гесо-треке больше или равно 51%, то такое сопоставление определяется как корректное. Это отношение показывает, насколько чистым является выбранный гесо-трек по отношению к его ms-аналогу. Такое условие было выбрано, чтобы гесо-трек при сопоставлении имел хиты, по большей части входящих в состав одного ms-трека. Если для ms-трека не находится гесо-аналога, то считается, что данный трек не был восстановлен. Если же гесо-аналог найден, то ms-трек считается восстановленным.

6 ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕКОНСТРУКЦИИ ТРЕКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

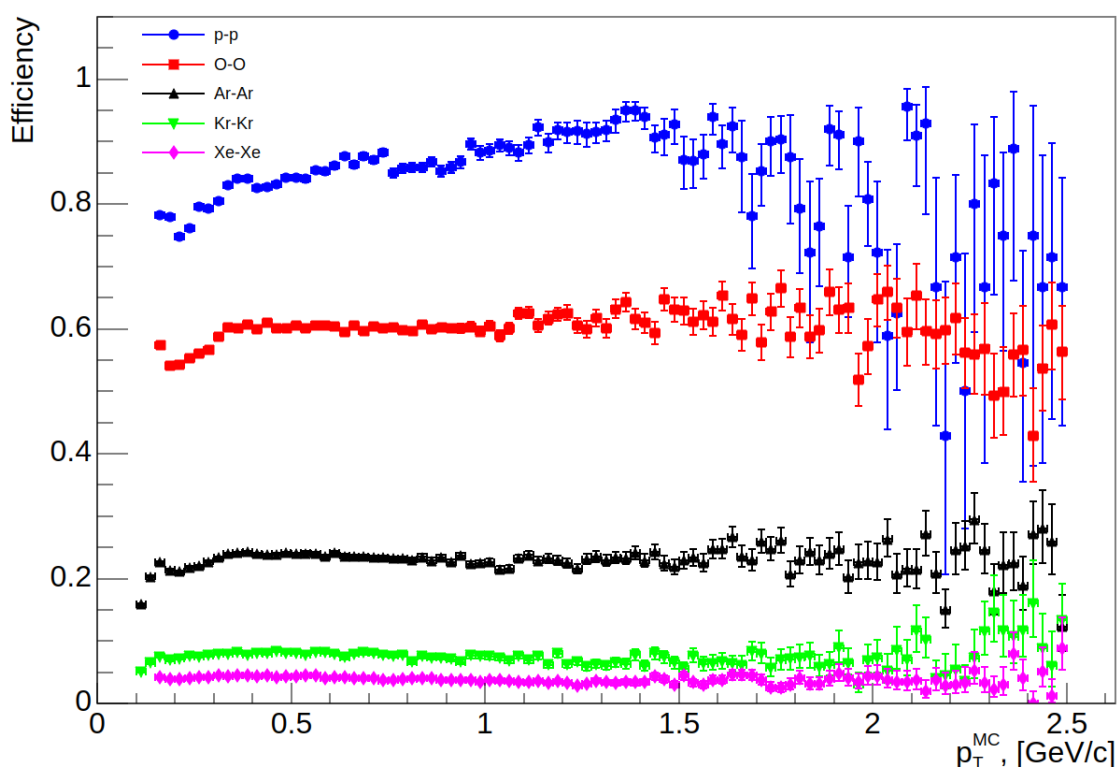


Рисунок 6.1 — Эффективность реконструкции для различных систем

Эффективность реконструкции показывает насколько корректно восстанавливаются траектории истинных заряженных частиц. Для этого перебирается список всех mc -треков, и для каждого mc -трека ведется поиск наилучшего реконструированного аналога: наибольшее число общих хитов и отношение числа общих хитов к числу хитов в выбранном gco -треке больше или равно 51%.

В результате сопоставления треков, наборы прошедших и не прошедших сопоставления треков используются для вычисления эффективности реконструкции с помощью класса `TEfficiency` пакета ROOT [12]. Если произошло успешное сопоставление истинного и реконструированного треков,

то класс принимает на вход значение поперечного импульса данного трека и булеву (Boolean) переменную со значением true (истина). Если успешного сопоставления не произошло, то булева переменная вносится со значением false (ложь). Зависимость эффективности реконструкции от поперечного импульса истинного трека показана на рисунке 6.1 для разных сталкивающихся систем.

Таблица 6.1 — Интегральная эффективность для различных систем ионов

Система ионов	Интегральная эффективность, %
p+p	83.03
O+O	58.78
Ar+Ar	22.68
Kr+Kr	7.48
Xe+Xe	4.12

Чтобы численно оценить эффективность реконструкции, была рассчитана интегральная эффективность. Эта величина позволяет оценить способность алгоритмов реконструкции восстанавливать траектории заряженных частиц. Для ее расчета использовался класс TEfficiency, в котором эффективность определяется как отношение числа успешно реконструированных частиц к общему числу исследуемых частиц.

Из таблицы 6.1 видно, что интегральная эффективность реконструкции существенно зависит от системы сталкивающихся ионов и уменьшается с ростом массы ядер. Наблюдаемое снижение эффективности связано с увеличением множественности образующихся заряженных частиц при переходе от легких систем к более тяжелым. Рост числа треков приводит к увеличению плотности хитов в чувствительных элементах детектора, что усложняет процедуры поиска и сопоставления хитов при реконструкции. В условиях высокой загрузки детектора возрастает число ложных комбинаций хитов, а также затрудняется разделение пространственно близких траекторий частиц.

Полученные результаты свидетельствуют о существенном влиянии загрузки трекового детектора на эффективность реконструкции заряженных частиц и демонстрируют необходимость оптимизации алгоритмов реконструкции для условий высокой множественности.

Таким образом, эффективность реконструкции существенно снижа-

ется с ростом массы сталкивающихся ионов вследствие увеличения множественности и загрузки трекового детектора. При этом на данном этапе работы преждевременно делать вывод об ограничении применимости тяжелых систем столкновений, поскольку снижение эффективности реконструкции не обязательно приведет к потере полезной информации, необходимой для получения результатов. В ряде случаев исследуемые физические величины определяются доминирующими процессами и сохраняют статистическую значимость даже при большой потере в статистике событий из-за реконструкции.

7 РАЗРЕШЕНИЕ ПО ПОПЕРЕЧНОМУ ИМПУЛЬСУ

Для того, чтобы понять, качественно ли определяется поперечный импульс заряженной частицы, было исследовано разрешение по поперечному импульсу. С этой целью диапазон всех возможных значений поперечного импульса истинных частиц был разбит на интервалы. Для каждого из интервалов строилось распределение относительного отклонения реконструированного импульса от истинного значения $(p_T^{reco} - p_T^{MC})/p_T^{MC}$.

Чтобы это реализовать, для каждого истинного трека было необходимо найти соответствующий ему реконструированный трек. В работе использовался критерий сопоставления, описанный в разделе 5.2.

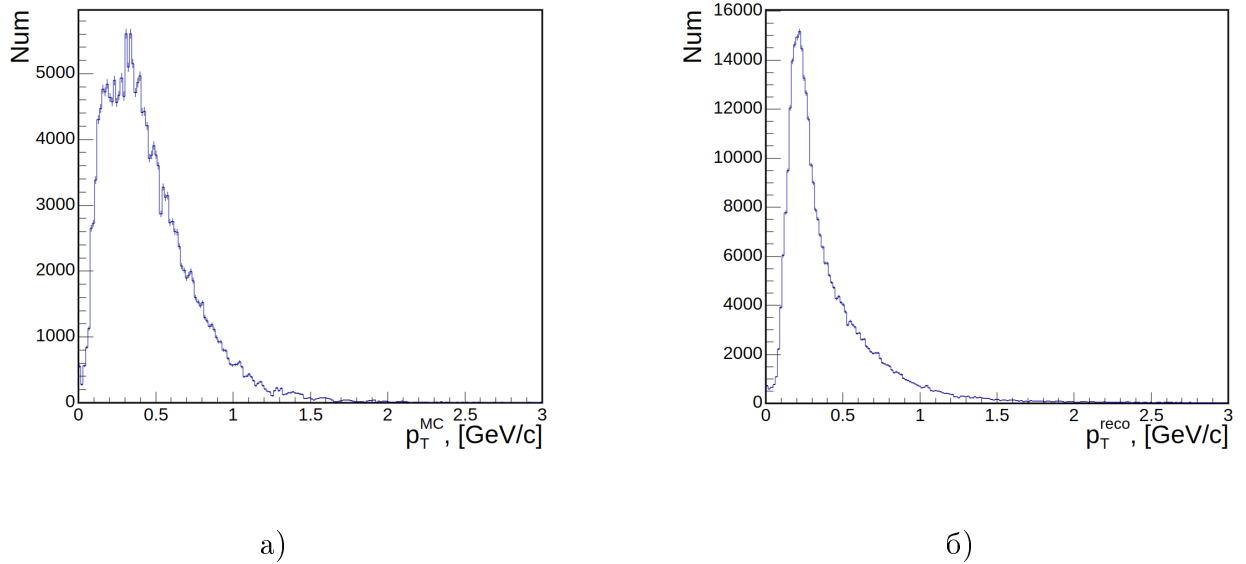


Рисунок 7.1 — Спектры поперечного импульса: а) для истинных частиц; б) для реконструированных частиц

На рисунке 7.1 представлены спектры поперечного импульса истинных и реконструированных частиц. Для дальнейшего анализа использовались частицы с поперечным импульсом в диапазоне $0.15 < p_T < 0.95$ ГэВ/с. Как видно из спектров, за пределами указанного диапазона число входящих

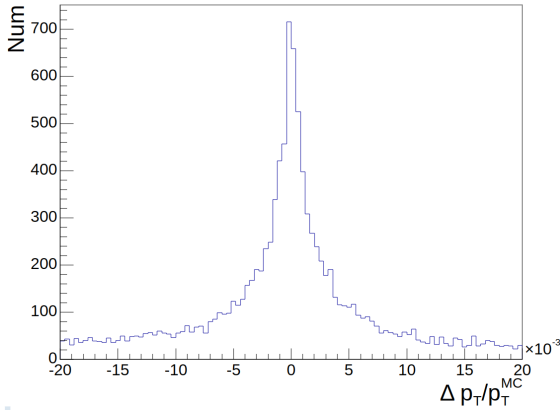
ний существенно уменьшается, что не обеспечивает достаточной статистики для надежной оценки разрешения реконструкции поперечного импульса.

При определении параметров как реконструированного, так и истинного трека выполняется фитирование траектории по набору хитов, что приводит к появлению ошибок в определении кривизны трека, а следовательно, и ошибок восстановления поперечного импульса. Так как сопоставление гесо- и тс-треков осуществляется по общим хитам, для корректно реконструированных треков ожидается, что центральная часть распределения будет близка к гауссовой [13]. Однако, полученные распределения демонстрируют выраженный узкий пик в нуле и наличие «тяжелых» хвостов.

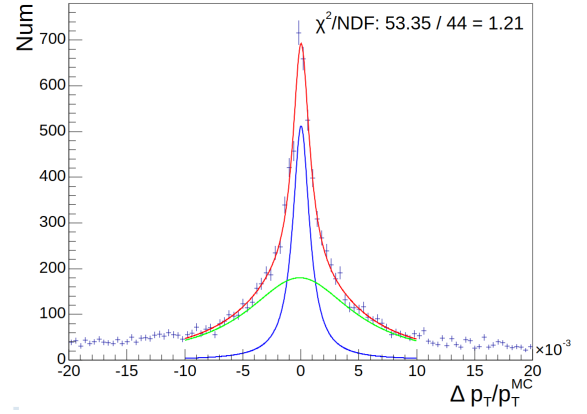
Для описания распределения были рассмотрены различные варианты параметризации. В ходе исследования было установлено, что гауссовы модели недостаточно хорошо описывают как пик, так и хвосты распределения. Наилучшее согласие с данными достигается при использовании суммы двух лоренцовых функций, что подтверждается значениями χ^2/ndf , близким к единице.

Использование суммы функций Лоренца позволяет более корректно описывать полученное распределение. Узкая компонента описывает долю реконструированных треков и центральную часть распределения, которая соответствует преимущественно тем гесо-трекам, для которых реконструкция выполнена наиболее корректно, а набор хитов практически совпадает с набором хитов соответствующей истинной частицы. Широкая компонента отвечает за хвосты распределения и учитывает вклад событий, в которых возникают ошибки реконструкции, приводящие к потере части хитов либо к включению в трек некорректно ассоциированных хитов.

Таким образом, выбор суммы двух лоренцевых функций обеспечивает наиболее корректное описание наблюдаемого распределения и позволяет учитывать как центральную область, так и редкие большие отклонения реконструированного поперечного импульса от истинного значения.

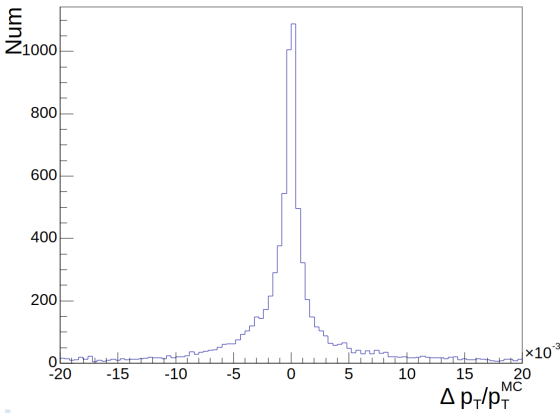


а)

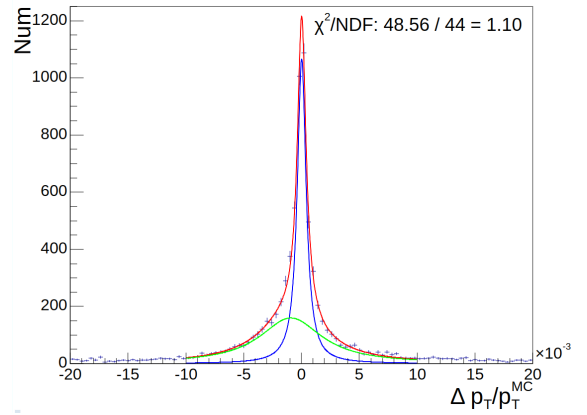


б)

Рисунок 7.2 — Определение разрешения по поперечному импульсу для частиц с $0.15 < p_T^{MC} < 0.25$ ГэВ/с: а) распределение величины $\frac{p_T^{reco} - p_T^{MC}}{p_T^{MC}}$; б) результат его фитирования.



а)



б)

Рисунок 7.3 — Определение разрешения по поперечному импульсу для частиц с $0.65 < p_T^{MC} < 0.75$ ГэВ/с: а) распределение величины $\frac{p_T^{reco} - p_T^{MC}}{p_T^{MC}}$; б) результат его фитирования.

На рисунках 7.2, 7.3 представлены примеры распределений величины $(p_T^{reco} - p_T^{MC})/p_T^{MC}$ и их фит для выбранных интервалов по поперечному импульсу p_T^{MC} для р-р столкновений.

Фитирование распределений выполнялось с помощью суммы двух функций Лоренца, далее называемой суммарной фитирующей функцией. Для определения ширины на полувысоте (FWHM) определялись точки x_1 и x_2 на полувысоте суммарной фитирующей функции: $FWHM = |x_2 - x_1|$.

Для оценки неопределенности FWHM использовался метод Монте-Карло, основанный на варьировании параметров аппроксимирующей функции в пределах их статистических ошибок.

После выполнения фитирования определялись оптимальные значения параметров суммарной фитирующей функции и их стандартные ошибки. Далее для каждого параметра генерировалось случайное значение по нормальному распределению с математическим ожиданием, равным значению параметра, и среднеквадратичным отклонением, равным его ошибке. Для каждого набора случайно сгенерированных параметров строилась новая функция, после чего вычислялась ее FWHM. Процедура повторялась многократно (200 итераций), что приводило к формированию выборки значений FWHM, соответствующих различным реализациям параметров фитирующей функции.

В качестве значения FWHM использовалась ширина, рассчитанная для параметров, полученных в результате фитирования. Ошибка определения FWHM оценивалась как стандартное отклонение значений, полученных при Монте-Карло-варьировании параметров фитирующей функции:

$$\sigma_{\text{FWHM}} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (\text{FWHM}_i - \langle \text{FWHM} \rangle)^2}, \quad (7.1)$$

где N - число Монте-Карло реализаций, FWHM_i - значение FWHM для i -ой реализации, а $\langle \text{FWHM} \rangle$ - среднее значение FWHM по всем реализациям.

Полученная ошибка учитывает влияние статистических ошибок параметров фитирования на определяемое значение FWHM.

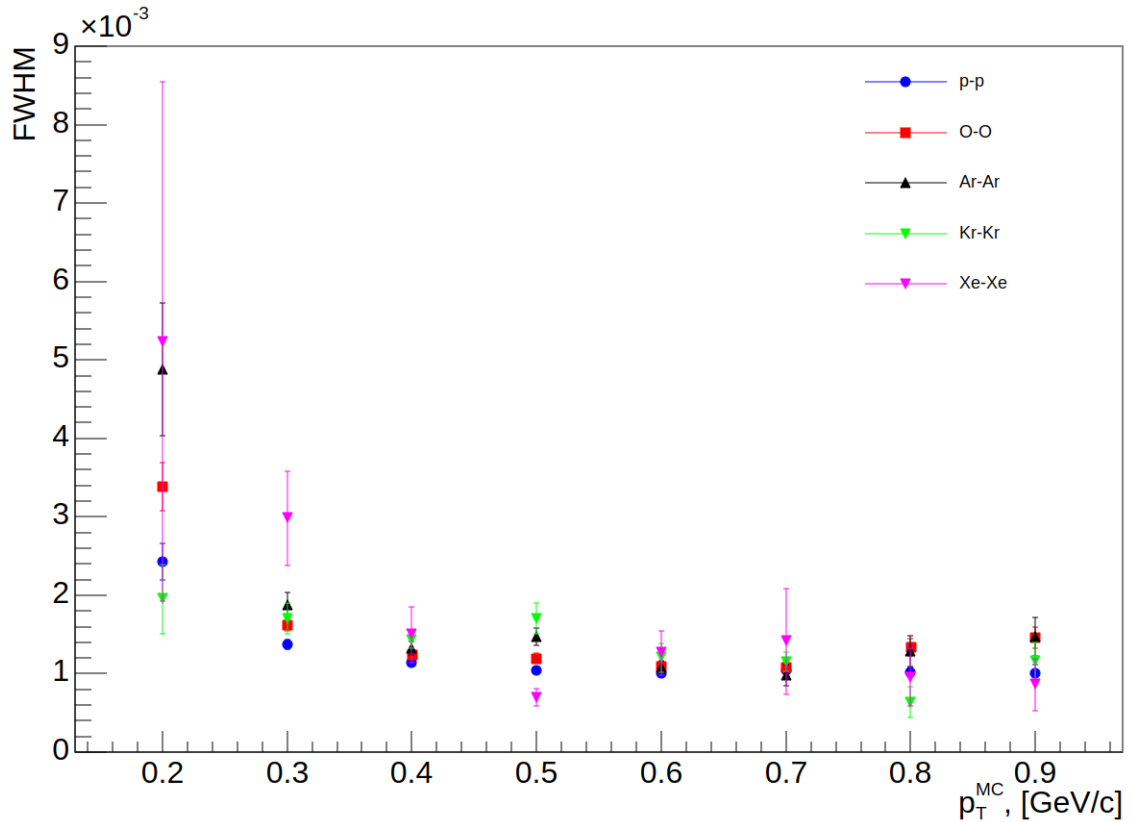


Рисунок 7.4 — Разрешение по поперечному импульсу. Сравнение различных столкновительных систем

На рисунке 7.4 представлена зависимость ширины распределения на полувысоте (FWHM) от поперечного импульса истинных частиц p_T^{MC} для различных систем столкновений.

В данной работе ширина на полувысоте (FWHM) используется как численная мера относительного разрешения трековой системы, которое в первом приближении характеризуется относительной неопределенностью восстановления поперечного импульса σ_{p_T}/p_T , где σ_{p_T} определяется как стандартное отклонение распределения разности между реконструированным и истинным значениями поперечного импульса.

Для малых значений p_T наблюдаются наибольшие значения FWHM. Это связано с тем, что частицы с низким поперечным импульсом сильнее отклоняются в магнитном поле, вследствие чего возрастает чувствительность реконструкции к неопределенностям измерения координат хитов. В результате увеличивается ошибка определения поперечного импульса и, соответственно, значение FWHM.

С ростом p_T наблюдается уменьшение FWHM и последующая стаби-

лизация данной величины. Это отражает улучшение качества реконструкции треков при увеличении поперечного импульса. В области больших значений p_T заметно лишь незначительное изменение FWHM. Такой эффект может быть связан с уменьшением кривизны траекторий в магнитном поле и, как следствие, ухудшением точности ее измерения. Кроме того, для всех значений p_T некоторый вклад в наблюдаемую зависимость могут вносить статистические ограничения выборки и особенности алгоритмов реконструкции.

Таким образом, зависимость FWHM от поперечного импульса имеет характер быстро убывающей функции с последующим выходом на плато.

Следует отметить, что в настоящей работе оценивается преимущественно вклад алгоритмов реконструкции в неопределенность определения поперечного импульса. При этом не учитывается ряд факторов, связанных с инструментальными эффектами и способных ухудшать разрешение в реальном эксперименте. Поэтому полученные значения отражают главным образом качество работы алгоритмов реконструкции и не могут напрямую интерпретироваться как полное разрешение детектора по поперечному импульсу.

Для тяжелых ионных систем применимость результатов ограничена существенным снижением эффективности реконструкции и ростом доли неправильно восстановленных треков, что приводит к недостаточной статистике в распределениях. В этих условиях интерпретация полученных значений требует более осторожного подхода и учета специфики высокой загрузки детектора. Таким образом, надежная количественная интерпретация результатов наиболее обоснована для легких и средних систем столкновений, тогда как для тяжелых систем полученные характеристики требуют более осторожного рассмотрения с учетом высокой загрузки детектора и особенностей реконструкции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе было проведено исследование применимости трековой системы Straw Tracker эксперимента SPD для условий ион-ионных столкновений в рамках ионной программы коллайдера NICA. Основное внимание уделялось влиянию загрузки детектора на эффективность реконструкции треков заряженных частиц и точность восстановления их кинематической характеристики - поперечного импульса.

В рамках работы были проанализированы характеристики работы трековой системы для столкновений $p + p$ при энергии $\sqrt{s} = 10$ ГэВ, $O + O$, $Ar + Ar$, $Kr + Kr$ и $Xe + Xe$ при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 10$ ГэВ. На основе моделирования событий с использованием генераторов Pythia8 и UrQMD 4.0 показано, что увеличение массы сталкивающихся ядер приводит к росту множественности частиц и существенному увеличению загрузки детектора.

С использованием критерия сопоставления реконструированных и истинных треков на основе числа общих хитов с порогом 51% получены значения интегральной эффективности реконструкции: 83.0% для $p + p$, 58.8% для $O + O$, 22.7% для $Ar + Ar$, 7.5% для $Kr + Kr$ и 4.1% для $Xe + Xe$. Показано, что эффективность реконструкции существенно зависит от множественности событий и снижается при переходе к тяжелым ионным системам.

Дополнительно исследовано разрешение по поперечному импульсу заряженных частиц. Установлено, что распределения относительного отклонения $(p_T^{reco} - p_T^{MC})/p_T^{MC}$ описываются суммой двух лоренцевых функций, отражающих вклад корректно реконструированных треков и треков с ошибочной ассоциацией хитов. С ростом загрузки детектора наблюдается ухудшение качества восстановления поперечного импульса.

Полученные результаты показывают, что Straw Tracker обеспечивает достаточно высокое качество реконструкции в условиях малой и средней множественности, характерной для $p + p$ и легких ионных столкновений,

однако, при переходе к тяжелым системам наблюдается существенное снижение эффективности. Таким образом, Straw Tracker в текущей конфигурации является применимым для ионной программы SPD в диапазоне легких и промежуточных систем; для столкновений тяжелых ионов требуется дальнейшая оптимизация алгоритмов реконструкции и/или параметров работы детектора для обеспечения приемлемого качества трекинга в условиях высокой загрузки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Guskov A. The SPD project at NICA. — 2026. — arXiv: [2601.22304](#) [[hep-ex](#)].
2. Paakkinen P. Nuclear parton distribution functions. — 2018. — arXiv: [1802.05927](#) [[hep-ph](#)].
3. Collaboration A. Observation of partonic flow in proton-proton and proton-nucleus collisions. — 2024. — arXiv: [2411.09323](#) [[nucl-ex](#)].
4. Status and initial physics performance studies of the MPD experiment at NICA / V. Abgaryan [et al.] // The European Physical Journal A. — 2022. — Vol. 58, no. 7. — ISSN 1434-601X.
5. He M., Fries R. J., Rapp R. Non-perturbative Heavy-Flavor Transport at RHIC and LHC // Nuclear Physics A. — 2013. — Vol. 910/911. — P. 409–412. — ISSN 0375-9474. — Hard Probes 2012.
6. Technical Design Report of the Spin Physics Detector at NICA / T. S. Collaboration [et al.]. — 2024. — arXiv: [2404.08317](#) [[hep-ex](#)].
7. Francke T., Peskov V. Innovative applications and developments of micro-pattern gaseous detectors. — Hershey : Engin. Sci. Ref., 2014. — (Advances in chemical and materials engineering (ACME) book series). — ISBN 978-1-4666-6014-4, 978-1-4666-6015-1.
8. An introduction to PYTHIA 8.2 / T. Sjöstrand [et al.] // Comput. Phys. Commun. — 2015. — Vol. 191. — P. 159–177. — arXiv: [1410.3012](#) [[hep-ph](#)].
9. UrQMD Collaboration. The UrQMD User Guide / The UrQMD Group. — Nantes, 04/2025. — Describes UrQMD Version 4.0.

10. Frühwirth R. Application of Kalman filtering to track and vertex fitting // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1987. — Vol. 262, no. 2. — P. 444–450. — ISSN 0168-9002.
11. Belkov A. Implementation of the Hough Transform for 3D Track Reconstruction in Drift Chambers. — 2002. — arXiv: [physics/0201071](https://arxiv.org/abs/physics/0201071) [[physics.comp-ph](https://arxiv.org/abs/physics/0201071)].
12. Brun R., Rademakers F. ROOT — An object oriented data analysis framework // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1997. — Vol. 389, no. 1. — P. 81–86. — ISSN 0168-9002. — New Computing Techniques in Physics Research V.
13. Eigen G. Detectors in High-Energy Physics Experiments: Underlying Physics, Working Principles, and Realizations. — 1st ed. — Springer Cham, 08/2025. — P. 27–29. — (Graduate Texts in Physics). — ISBN 978-3-031-67335-1.