

УДК 539.1.07

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КРЕМНИЕВЫХ ПИКсельНЫХ ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ ВНУТРЕННЕЙ ТРЕКОВОЙ СИСТЕМЫ ЭКСПЕРИМЕНТА MPD НА КОЛЛАЙДЕРЕ NICA

© 2021 г. В. И. Жеребчевский¹*, В. В. Вечернин¹, С. Н. Иголкин¹, В. П. Кондратьев¹,
Т. В. Лазарева¹, Н. А. Мальцев¹, Д. К. Наурузбаев¹, Д. Г. Нестеров¹,
Н. А. Прокофьев¹, А. Р. Рахматуллина¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Санкт-Петербургский государственный университет”, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: v.zherebchevsky@spbu.ru

Поступила в редакцию 20.11.2020 г.

После доработки 28.12.2020 г.

Принята к публикации 27.01.2021 г.

В настоящее время исследования процессов рождения адронов, содержащих тяжелые кварки, представляют особый интерес для физики высоких энергий. При энергиях сталкивающихся ядер коллайдера NICA можно изучать выходы странных и очарованных частиц, а также кластеры плотной ядерной материи, фрагментация которых сопровождается увеличением количества частиц с тяжелыми ароматами. Для эффективной регистрации таких короткоживущих частиц в эксперименте Multi-Purpose Detector на коллайдере NICA была разработана концепция вершинного детектора на основе кремниевых пиксельных детекторов и сделаны оценки его основных параметров.

DOI: 10.31857/S0367676521050288

ВВЕДЕНИЕ

Одной из важных физических задач экспериментов на создаваемом в ОИЯИ комплексе Multi-Purpose Detector (MPD) на коллайдере NICA является измерение инклюзивных сечений образования мультистранных частиц в столкновениях тяжелых ионов в диапазоне энергий $\sqrt{s_{NN}} = 4\text{--}11$ ГэВ [1, 2]. Увеличение выхода мультистранных гиперонов в релятивистских ядро-ядерных взаимодействиях считается одним из возможных сигналов фазового перехода сильно взаимодействующей ядерной материи в состоянии деконфаймента [3]. Выходы частиц, содержащих тяжелые кварки, к числу которых относятся D мезоны, также будут зависеть от того, в какой фазе находится возбужденная ядерная среда. Это связано с тем, что на рождение $D\bar{D}$ пары в адронной фазе требуется энергии на 1.1 ГэВ больше, чем на рождение кварк-антикварковой пары $c\bar{c}$ в фазе деконфаймента. Таким образом, как и в случае со странными частицами изменение множественности очарованных мезонов в зависимости от энергии сталкивающихся ядер можно считать сигналом начала деконфаймента.

Кроме того, в ядро-ядерных столкновениях при энергиях коллайдера NICA открывается возможность изучения кластеров плотной ядерной материи внутри ядер. Следствием существования таких кластеров является образование частиц в

областях, кинематически запрещенных для реакций со свободными нуклонами (кумулятивное рождение). Кластеры в ядрах можно рассматривать как многокварковые флуктоны, присутствующие в ядерной материи. Ряд теоретических моделей [4, 5] предсказывает, что при фрагментации флуктона выход странных частиц и частиц с тяжелыми ароматами будет возрастать по сравнению с событиями, в которых частицы с кумулятивными импульсами не рождаются. Поэтому адроны с тяжелыми ароматами являются уникальными пробниками ядерной материи в экспериментах по поиску малонуклонных корреляций в ядрах.

Множественность вторичных частиц, рождающихся в центральных столкновениях релятивистских ионов, может достигать нескольких тысяч в диапазоне энергий коллайдера NICA [6]. Для надежной регистрации короткоживущих мультистранных и очарованных адронов в таких событиях нужны трековые детекторные системы с высоким пространственным разрешением, минимумом вещества и расположенные как можно ближе к точке столкновения пучков коллайдера (точке образования частиц). Как показывает опыт современных экспериментов ALICE, ATLAS, CMS на Большом адронном коллайдере (LHC) и эксперимента STAR на Коллайдере релятивистских тяжелых ионов (RHIC), такие детекторы могут быть построены на базе новейших кремниевых пиксельных сенсоров.

В данной работе сформулированы предложения для использования новых детекторных технологий при создании вершинных трековых детекторов в экспериментах на коллайдере NICA. Также представлена концепция Внутренней трековой системы (ВТС) многоцелевого детектора MPD, основными компонентами которой будут пиксельные детекторы нового поколения – монолитные активные пиксельные сенсоры с рекордно малой толщиной и большой гранулярностью, обладающие как высоким пространственным разрешением, так и быстродействием. В работе были сделаны оценки выхода очарованных и кумулятивных частиц в Au + Au столкновениях при энергиях коллайдера NICA и дано обоснование необходимости использования кремниевых пиксельных детекторов для внутренней трековой системы эксперимента MPD при регистрации таких редких событий.

ТРЕКОВАЯ СИСТЕМА УСТАНОВКИ MPD

Основным трековым детектором установки MPD в центральной области быстро является время-проекционная камера (ВПК), которая обеспечивает восстановление как треков заряженных частиц, так и их импульсов. ВПК будет также использована для идентификации зарегистрированных в ней частиц по измеренным потерям их энергии [7]. Для идентификации частиц, содержащих тяжелые кварки, ВПК должна быть дополнена вершинным трековым детектором – ВТС, предназначенным для прецизионной реконструкции вершин распада короткоживущих адронов.

Вершинный детектор современного эксперимента представляет собой многослойную систему полупроводниковых координатно-чувствительных детекторов. При создании вершинного детектора установки MPD в качестве таких детекторов предлагается использовать монолитные активные пиксельные сенсоры (МАПС) [8]. Эти детекторы толщиной 50 мкм имеют линейные размеры 15 мм × 30 мм и содержат пиксельную матрицу из 512 × 1024 пикселей, каждый из которых имеет размер 28 × 28 мкм². Технологически весь детектор состоит из низкорезистивной кремниевой подложки, на которой расположен высоко-резистивный эпитаксиальный слой p-типа толщиной 25 мкм, являющийся чувствительным объемом детектора, матрица собирающих заряд диодов (пикселей) и front-end-электроника для усиления и оцифровки сигнала, построенная по технологии КМОП [8, 9]. Ионизирующая частица, проходя через обедненный слой, генерирует электроны и дырки. Электроны посредством диффузии и дрейфа попадают на собирающие диоды, которые из-за своей сегментации являются также детекторными сенсорами [10]. Процесс сбора заряда на пикселях зависит от свойств материала сенсора, его

геометрии (толщина чувствительного объема, размер сенсора, форма собирающего диода) и конфигурации электрического поля [10]. Для увеличения эффективности сбора заряда и улучшения соотношения “сигнал/шум” были разработаны новые МАПС, в которых глубокие карманы p-типа имплантируются в той области, где предусмотрена front-end-электроника, и добавлено напряжение обратного смещения, которое прикладывается к кремниевой подложке всего детектора [9]. В итоге каждый пиксель-сенсор является отдельным детектором с собственным рабочим объемом, усилителем, дискриминатором и буфером памяти. Реализация архитектуры считывания данных с пикселей по принципу приоритетной кодировки позволило значительно увеличить как быстродействие всего детектора, так и сократить его потребляемую мощность. Все пиксельные детекторы будут смонтированы на сверхлегких углекомпозитных структурах поддержки с интегрированной системой охлаждения [11, 12] и объединены в линейки, расположенные вдоль поверхности коаксиальных цилиндров вокруг точки столкновения пучков коллайдера NICA. Для точной реконструкции вершин распадов нестабильных частиц радиационная толщина детекторов с кабельными системами и структурами их поддержки не должна превышать 1% от радиационной длины заряженной частицы. Это требование продиктовано необходимостью уменьшить влияние многократного рассеяния на разрешающую способность всей ВТС. Кроме того, для того чтобы достигнуть наилучшего пространственного разрешения как первичной вершины взаимодействия ядер, так и вторичных вершин распада нестабильных частиц, необходимо оптимизировать положения пиксельных детекторов внутри трековой системы и разместить первые детекторные слои как можно ближе к точке столкновения ядер.

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ ВНУТРЕННЕЙ ТРЕКОВОЙ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЕВЫХ ПИКСЕЛЬНЫХ ДЕТЕКТОРОВ

При разработке концепции вершинного детектора ВТС эксперимента MPD и создании его геометрической конструкции учитывались следующие факторы: диаметр первого внутреннего слоя ВТС, на котором располагаются детекторы, ограничивается диаметром ионпровода (40–60 мм); диаметр самого внешнего детекторного слоя ВТС ограничивается внутренним диаметром ВПК (540 мм) [7]; линейки пиксельных детекторов, образующие цилиндрический слой, должны располагаться с частичным перекрытием, чтобы исключить образование мертвых зон по всей поверхности цилиндра; число цилиндрических сло-

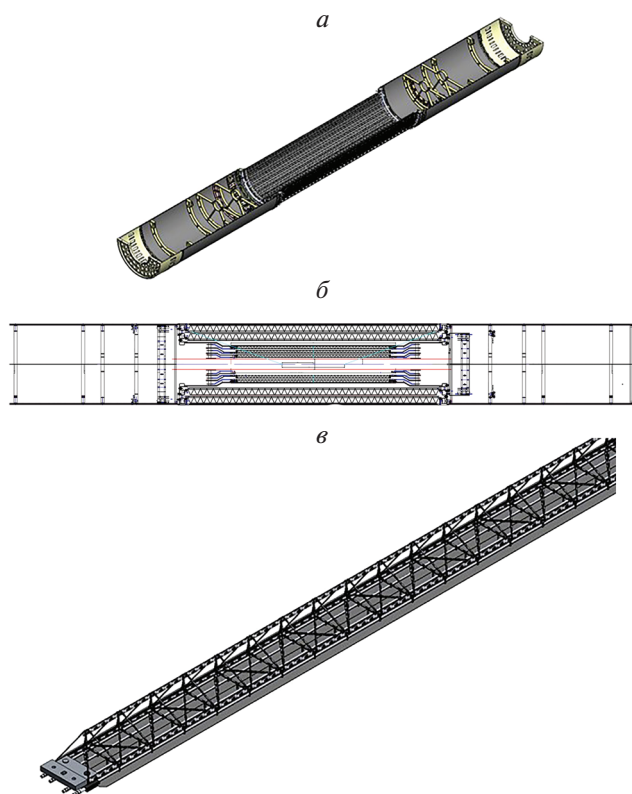


Рис. 1. Сечение общего вида (*a*) и боковое сечение (*б*) геометрической модели вершинного детектора установки МРД в пятислойной конфигурации, состоящей из модулей кремниевых пиксельных детекторов, монтируемых на сверхлегкие углекомпонитные структуры поддержки с интегрированной системой охлаждения (*в*).

ев определяется минимальным расстоянием между ними, которое определяется размерами углекомпонитных структур поддержки детекторов; число линеек в каждом слое выбирается с учетом поперечных размеров пиксельных детекторов (15 мм × 30 мм). Указанные ограничения приводят к пяти- или шестислойному варианту вершинного детектора. На рис. 1*a*, 1*б* показана в разрезе геометрическая модель пятислойного варианта вершинного детектора с соответствующими детекторными модулями (линейками) в центре и сервисными углекомпонитными структурами поддержки кабельных коммуникаций (левая и правая стороны). Каждая линейка состоит из сверхлёгкой углекомпонитной фермы, к которой крепится углеволоконная панель с интегрированной системой жидкостного охлаждения (рис. 1*в*). На данной панели прецизионно монтируются кремниевые пиксельные детекторы, собранные в соответствующие модули (НИС – Hybrid Integer Circuit). Линейки располагаются в шахматном порядке во внешних слоях ВТС и веерообразно в трех внутренних слоях. Выбранные длины однотипных ли-

неек для внутренних (750 мм) и внешних слоев (1500 мм) обеспечивают максимальный угловой акцептанс ВТС, отвечающий псевдобыстротному диапазону $|\eta| < 1.3$. Следует отметить, что данная технология сверхлегких структур поддержки пиксельных детекторов была разработана в СПбГУ совместно с коллаборацией ALICE и уже используется в модернизированной внутренней трековой системе эксперимента ALICE на LHC [8, 9].

Оценим пространственное разрешение, определяемое как среднеквадратичное расстояние наибольшего сближения между реконструированным треком частицы и точки ее испускания, для пятислойной конструкции вершинного детектора, адаптированной к ионопроводу с диаметром 40 мм (ВТС5-40). Оценка выполнена на основе разработанной коллаборацией ALICE полуаналитической модели [13], которая позволяет осуществлять трекинг заряженных частиц через цилиндрические слои кремниевых пиксельных детекторов с заданными средними радиусами и радиационными длинами X_0 . На каждом шаге трекинга в слое с данным радиусом вычисляется ковариационная матрица шума, учитывающая многократное рассеяние, которое ухудшает угловое разрешение при переходе к последующему слою. В расчетах учитывалось внутреннее разрешение самих пиксельных сенсоров (4 мкм), радиационная толщина каждого слоя с учетом вклада вещества детекторов и кабелей (0.3% X_0) и бериллиевого ионопровода со стенкой толщиной 1 мм (0.22% X_0).

Полученные зависимости пространственного разрешения ВТС5-40 от поперечного импульса пионов, протонов и каонов, которые являются основными заряженными продуктами распада странных и очарованных частиц, приведены на рис. 2.

Наблюдаемый характер поведения пространственного разрешения (ухудшение в области малых поперечных импульсов) обусловлен увеличением угла Мольера. Как видно из рис. 2, пространственное разрешение 5-слойного вершинного детектора для пионов с поперечным импульсом 300 МэВ · с⁻¹ составляет 60 мкм, а для каонов и протонов с тем же значением поперечного импульса – 100 и 160 мкм, соответственно. На основе полученных результатов можно оценить эффективность регистрации D^0 по каналу распада $D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$ с помощью вершинного детектора ВТС5-40. Принимая во внимание, что длина распада D^0 составляет 123 мкм, будем исходить из того, что для надежного восстановления вершины его распада требуется пространственное разрешение σ не хуже 100 мкм. Как следует из рис. 2, регистрация D^0 с указанной точностью будет возможна, если импульс пиона не меньше 200 МэВ, а импульс каона – не меньше 300 МэВ. В соответствии с экспоненциальным законом распада можно оценить долю D^0 мезонов $\epsilon(p, x)$ с импульсом p , имеющих пробег больше x .

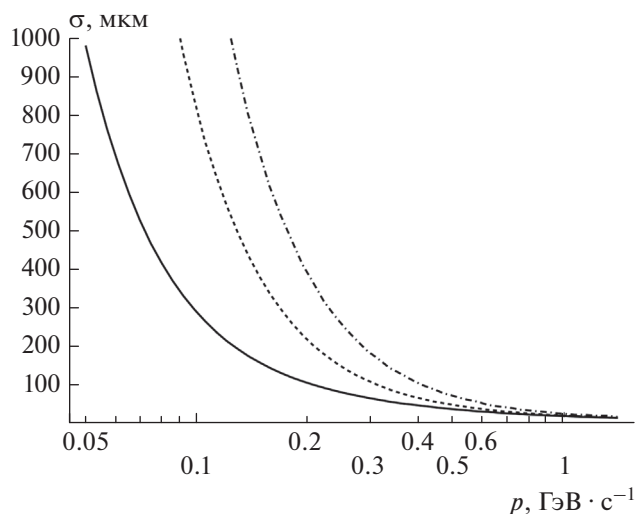


Рис. 2. Зависимость пространственного разрешения детекторного комплекса VTC5-40 от поперечного импульса пионов (сплошная линия), каонов (пунктирная линия) и протонов (штрихпунктирная линия) в поперечной плоскости.

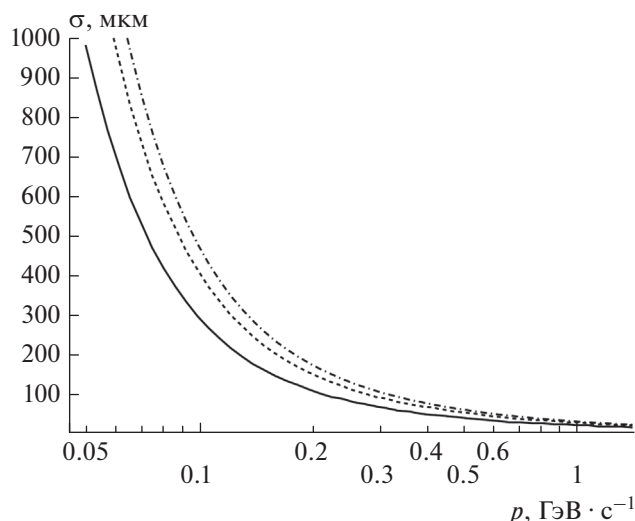


Рис. 3. Пространственное разрешение для различных конфигураций 5-слойного вершинного детектора с использованием тонких кремниевых пиксельных детекторов с диаметром ионопровода 40 (сплошная линия), 50 (пунктирная линия) и 60 мм (штрихпунктирная линия) в зависимости от поперечного импульса пионов.

Тогда суммарная доля D^0 с импульсом $p > 500$ МэВ и $x(p) \leq \sigma$ определяется интегрированием $\epsilon(p, x)$ по импульсу с весовой функцией, учитывающей импульсное распределение D^0 , рожденных в Au + Au столкновениях при энергиях коллайдера NICA. Численное интегрирование дает результат, что при идеальной реконструкции треков пионов и каонов с импульсами больше 200 и 300 МэВ соответственно, эффективность регистрации D^0 с импульсом $p > 500$ МэВ составит 21%.

Наряду с пятислойной конструкцией, была рассмотрена модель вершинного детектора с шестью слоями кремниевых пиксельных детекторов, с диаметром ионопровода 40 мм (конфигурация VTC6-40). Дополнительный слой в модели VTC6-40 располагался между тремя внутренними и двумя внешними слоями модели VTC5-40. Полученные зависимости пространственного разрешения для конфигурации VTC6-40 от поперечного импульса пионов, протонов и каонов в сравнении с пространственным разрешением для конфигурации VTC5-40 показали, что переход от 5-слойной модели VTC к 6-слойной практически не меняет пространственного разрешения. Из этого следует, что 5-слойный вариант вершинного детектора с использованием тонких кремниевых пиксельных детекторов с максимально приближенными к ионопроводу тремя внутренними слоями является экономически более целесообразным для внутренней трековой системы эксперимента MPD.

Также были рассмотрены конфигурации вершинного детектора с пятью слоями кремниевых пиксельных детекторов, но с разными диаметрами ионопровода: 40 мм (конфигурация VTC5-40),

50 мм (конфигурация VTC5-50) и 60 мм (конфигурация VTC5-60). Сравнение зависимости пространственного разрешения от поперечного импульса пионов для всех трех моделей с 5-ю слоями демонстрирует рис. 3. Как видно, конструкция 5-слойного вершинного детектора, адаптированная к ионопроводу с диаметром 40 мм, позволяет существенно улучшить пространственное разрешение для частиц с малым поперечным импульсом, что является особенно важным для реконструкции распадов короткоживущих очарованных частиц.

РЕГИСТРАЦИЯ D -МЕЗОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ MPD С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВНУТРЕННЕЙ ТРЕКОВОЙ СИСТЕМЫ

Выходы частиц с открытым очарованием в релятивистских столкновениях ядер зависят от того, в какой фазе находится возбужденная ядерная материя. В адронной фазе носителями очарования являются D -мезоны, тогда как в фазе деконфаймента такими носителями будут очарованные кварки. Чтобы прояснить механизмы образования тяжелых кварков в релятивистских ядро-ядерных столкновениях, необходимо знать среднее число кварк-антикварковых пар, рождающихся в полном фазовом объеме. В настоящее время предсказания, полученные в рамках различных динамических и статистических моделей [14–17] отличаются почти на два порядка. Таким образом, получение точных данных о сечениях образования очарованных ча-

стиц позволит выбрать оптимальную теоретическую модель для описания динамики такого рода процессов.

Для оценки выхода D -мезонов в ядро-ядерных столкновениях при энергии коллайдера NICA будем учитывать, что реальная эффективность ϵ_r регистрации этих частиц трековой системой эксперимента MPD (ВПК + ВТС), будет на порядок хуже ($\sim 2\%$) приведенной выше оценки $\epsilon = 21\%$. Такое снижение эффективности регистрации в эксперименте обусловлено ограниченной площадью аксептанса детектора ($|\eta| < 1.3$) и применением необходимых критериев отбора при выделении сигнала D -мезонов в спектре по инвариантной массе продуктов их распада. Будем считать, что множественность D -мезонов в центральных Au + Au столкновениях, оцененная в рамках динамической модели адронной струны HSD [18], составляет $M = 10^{-2}$ мезон/событие при энергиях коллайдера NICA. Также примем во внимание, что число ядро-ядерных взаимодействий при рабочей светимости коллайдера NICA будет порядка $R = 8 \cdot 10^3$ событий \cdot с $^{-1}$ [1, 2], а доля центральных столкновений с параметром удара меньше 4 фм составит $\delta = 0.1$. С учетом того, что вероятность распада D^+ -мезонов по адронному каналу $D^+ \rightarrow 2\pi^+ K^-$, используемому для их идентификации, равна 9.2%, получим следующую оценку их выхода: за 1 месяц непрерывной работы коллайдера NICA в эксперименте MPD может быть зарегистрировано 38000 D^+ -мезонов.

Аналогичная оценка для D^0 -мезонов с вероятностью распада 3.9% по каналу $D^0 \rightarrow \pi^+ K^-$ приводит к их выходу на уровне 16000 частиц в месяц.

Полученные оценки выходов D -мезонов показывают, что очарованные частицы могут быть зарегистрированы в эксперименте MPD с использованием кремниевых пиксельных детекторов на достаточном статистическом уровне за примерно четырехнедельный цикл работы ускорителя. Это открывает перспективы для изучения физики тяжелых ароматов на коллайдере NICA и расширяет физическую программу эксперимента MPD, первоначально ориентированную на исследование выхода только странных частиц в Au+Au столкновениях.

ВЫХОДЫ ЧАСТИЦ В КУМУЛЯТИВНОЙ ОБЛАСТИ ИМПУЛЬСОВ И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРИ ИХ РЕГИСТРАЦИИ КРЕМНИЕВЫХ ПИКСЕЛЬНЫХ ДЕТЕКТОРОВ ВНУТРЕННЕЙ ТРЕКОВОЙ СИСТЕМЫ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ MPD

Характерной особенностью коллайдера NICA, по сравнению с коллайдерами LHC и RHIC, являются относительно небольшие энергии сталки-

вающихся ядер и большие светимости. При таких параметрах коллайдера становится возможным изучение кластеров холодной плотной кварк-глюонной материи внутри ядер. Впервые гипотеза о наличии таких сгустков ядерного вещества, состоящих из нескольких нуклонов — ядерных флутонов, была выдвинута Д.И. Блохинцевым [19] на основе анализа результатов первых экспериментов по образованию частиц в области, кинематически запрещенной для реакций со свободными нуклонами [20, 21], позднее получившей название кумулятивной. Со временем эта гипотеза получила подтверждение в многочисленных экспериментах по наблюдению кумулятивного эффекта (см., например, обзор [22]). С современной точки зрения такие флутоны в ядрах следует интерпретировать как многонуклонные, то есть многокварковые ($6q$ -, $9q$ -, $12q$ - и т.д.) кластеры, присутствующие в ядерной материи.

Для описания процесса образования кумулятивных частиц на флутонах (малонуклонных корреляциях в ядрах) было предложено несколько подходов, которые можно условно разделить на две большие группы. Первая группа моделей [22–27] предполагает присутствие компактных нуклонных конфигураций уже в начальном состоянии ядра, тогда как вторая группа моделей [28, 29] исходит из того, что многонуклонные кластеры образуются позже, уже в процессе столкновения ядер.

Один из возможных экспериментов, позволяющий сделать вывод о том, какой из этих подходов соответствует действительности, предложен в работах [30, 31]. С этой целью было предложено изучать корреляции между кумулятивной частицей и частицами, образующимися при фрагментации остатка флутона, в новой для кумулятивных явлений кинематической области — области центральных быстрот при больших поперечных импульсах. В системе центра масс реакции столкновение, например, двух флутонов из взаимодействующих ядер приводит к рождению кумулятивной частицы и частиц от фрагментации остатка флутона на углы, близкие к 90 градусам [30], что делает, в принципе, возможным наблюдение таких событий на установке MPD коллайдера NICA.

Важно помнить, что значение поперечного импульса, отвечающего началу кумулятивной области, в этом случае пропорционально начальной энергии столкновения. Поскольку все сечения сильного взаимодействия экспоненциально убывают с ростом поперечного импульса, то с точки зрения наблюдения рождения частиц в кумулятивной области при центральных быстротах представляется более благоприятным проводить такие исследования при минимально возможных энергиях коллайдера NICA — $\sqrt{s_{NN}} = 4$ ГэВ (именно это делает невозможным изучение рождения

частиц в кумулятивной области больших поперечных импульсов на LHC и RHIC). Так, простые кинематические расчеты показывают, что при изменении энергии от 4 до 8 ГэВ граница кумулятивной области возрастает более чем в 2 раза. Например, при нулевой быстройте ($y = 0$) поперечные импульсы, отвечающие началу кумулятивной области, возрастают с $k_T = 1.76$ до 3.89 ГэВ \cdot с $^{-1}$ для протонов и с $k_T = 1.56$ до 3.8 ГэВ/с для пионов.

Однако при этом надо учитывать, что большая светимость ускорительного комплекса NICA, необходимая для регистрации редких процессов, к которым относятся столкновения флуктонов с образованием частиц в кумулятивной области, значительно падает при энергиях $\sqrt{s_{NN}}$ меньше 8 ГэВ [1, 2]. Поэтому ниже мы производим все оценки для двух начальных энергий $\sqrt{s_{NN}} = 4$ и 8 ГэВ.

При оценке выходов кумулятивных частиц с большими поперечными импульсами при центральных быстройтах мы будем опираться на параметризацию экспериментальных данных [32–34] по образованию кумулятивных пионов и протонов в реакциях $p + A$ в области фрагментации ядра при энергии налетающих протонов 10.14 ГэВ в лабораторной системе ($\sqrt{s_{NN}} = 4.56$ ГэВ), продолжая ее в область центральных быстройт и больших поперечных импульсов. В работах [32–34] показано, что инклюзивное сечение рождения кумулятивных пионов и протонов $f(X, k_T) = (E/A)(d\sigma/d^3\vec{k})$ в области фрагментации ядра экспоненциально убывают с ростом кумулятивного числа X при фиксированном угле рассеяния θ в лабораторной системе отсчета: $f(X) = C(\theta)\exp(-X/X_1)$. Величина X определяется как минимальная масса мишени (в единицах массы нуклона), допускающая рождение кумулятивной частицы с данным импульсом. Величина параметра X_1 составляет 0.139 для пионов и 0.135 для протонов, при этом экспоненциальная зависимость хорошо выполняется при $X > 1.2$ для пионов и $X > 1.6$ для протонов [34].

Что касается зависимости сечения от поперечного импульса кумулятивной частицы k_T при фиксированной степени ее кумулятивности X , то в области фрагментации ядра для ее параметризации мы использовали как гауссову зависимость $f_1(k_T) = \exp(-k_T^2/\langle k_T^2 \rangle)$, следуя работам [32, 34], так и экспоненциальную зависимость $f_2(k_T) = \exp(-2k_T/\langle k_T \rangle)$, которая представляется нам более реалистичной в области достаточно больших поперечных импульсов (до 4–8 ГэВ \cdot с $^{-1}$). В обоих случаях значения $\langle k_T^2 \rangle$ и $\langle k_T \rangle$ зависят от X , как это было установлено в работах [32, 34].

Используя эти аппроксимации и экспериментально обнаруженный скейлинг [32–35] – слабую зависимость функции $f(X)$ от начальной энергии

Таблица 1. Оценка множественности и интегральных выходов кумулятивных пионов и протонов с $X > 1.6$ в области центральных быстройт в Au + Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 4$ и 8 ГэВ за счет процесса рассеяния нуклона на флуктоне

$\sqrt{s_{NN}}$	4 ГэВ		8 ГэВ	
	гауссиан	экспонента	гауссиан	экспонента
$\langle n_\pi \rangle_{AuAu}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-10}$	$5 \cdot 10^{-4}$
$\langle n_p \rangle_{AuAu}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-1}$	$4 \cdot 10^{-13}$	$1.6 \cdot 10^{-5}$
$\langle Y_\pi \rangle_{AuAu}$	50	200	$2 \cdot 10^{-3}$	1300
$\langle Y_p \rangle_{AuAu}$	70	2700	$9 \cdot 10^{-7}$	40

и атомного номера A , мы находим оценки для множественности кумулятивных пионов и протонов с $X > 1.6$ в быстройтном акцептансе $-1 < y < 1$ в $p + Au$ взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 4$ и 8 ГэВ. При этом мы предполагали, что сечение сильного взаимодействия протонов с ядрами золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 4.56$ ГэВ определяется его геометрическим значением $\sigma_{pAu}^{tot} = \pi(R + r_N)^2 = 2б$.

Исходя из сделанных оценок множественности кумулятивных частиц с большими поперечными импульсами в центральной области быстройт в $p + Au$ столкновениях, мы получаем оценки для их множественности в этой области в реакции Au + Au, приведенные в табл. 1. При этих оценках мы считали, что при замене начального протона ядром происходит увеличение числа налетающих нуклонов, взаимодействующих с флуктоном в другом ядре. Соответствующий фактор, учитывающий этот эффект, мы оценивали исходя из отношения числа нуклон-нуклонных столкновений в $p + Au$ и Au + Au реакциях. В этих оценках также был учтен симметричный вклад, когда флуктон в первом ядре взаимодействует с нуклоном во втором ядре.

В двух последних строках табл. 1 мы привели также оценки интегральных выходов Y кумулятивных частиц в указанном акцептансе в течение 1 ч работы коллайдера, учитывающие тот факт, что светимость коллайдера NICA при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 4$ ГэВ будет в 100 раз ниже, чем при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 8$ ГэВ [1, 2].

Из табл. 1 видно, что если при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 4$ ГэВ оценки, выполненные в предположении о гауссовой и экспоненциальной зависимости выходов кумулятивных частиц от поперечного импульса k_T , оказываются примерно одного порядка, то при $\sqrt{s_{NN}} = 8$ ГэВ результаты получают совершенно разные. Это связано с упомяну-

тым выше ростом характерного k_T кумулятивных частиц от 2 до 4 ГэВ \cdot с⁻¹, что приводит к предельно малым оценкам для выходов кумулятивных частиц при $\sqrt{s_{NN}} = 8$ ГэВ, когда выходы кумулятивных частиц аппроксимируются гауссовой функцией k_T . Напротив, наши оценки, основанные на более реалистичной экспоненциальной зависимости выходов частиц от k_T , приводят к значительно большим значениям.

В любом случае более детальное изучение кумулятивного эффекта в области центральных быстрот и больших поперечных импульсов потребует увеличение светимости коллайдера NICA, поскольку приведенные здесь оценки отвечают только началу кумулятивной области ($X > 1.6$), а сечения рождения кумулятивных частиц экспоненциально падают с увеличением кумулятивного числа X . При увеличенных светимостях (при будущих модернизациях коллайдера NICA) влиянием pile-up эффектов на получаемые результаты уже нельзя будет пренебречь.

Это особенно актуально для исследования упомянутых выше процессов, когда необходима регистрация не только самой кумулятивной частицы, но также и частиц, образующихся при фрагментации остатка флуктона, что нужно для идентификации факта его участия в этом процессе. В этом случае возникает необходимость использования кремниевых пиксельных детекторов с высоким пространственным разрешением для отсека треклов частиц, выходящих из вершин других столкновений, которые могут оказаться близкими к основной вершине и исказить спектр частиц от фрагментации остатка флуктона.

Из табл. 1 видно также, что в новой кумулятивной области значительно изменяется соотношение между выходом пионов и протонов. Если в области фрагментации ядра эксперимент для отношения p/π дает величину порядка 10^4 и выход кумулятивных протонов оказывается доминирующим, то в области центральных быстрот и больших поперечных импульсов ситуация должна кардинально измениться: при начальной энергии $\sqrt{s_{NN}} = 4$ ГэВ их выходы почти сравниваются, а при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 8$ ГэВ уже выход кумулятивных пионов оказывается почти на два порядка выше выхода протонов при той же степени кумулятивности X . Этот эффект вызван более сильной зависимостью выхода кумулятивных протонов от поперечного импульса по сравнению с пионами. Теоретически она может быть объяснена разными механизмами формирования этих кумулятивных частиц — когерентная коалесценция (рекомбинация) трех кварков флуктона для протона и фрагментация одного кварка флуктона для пиона [26, 27].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведены оценки идентификационной способности кремниевых пиксельных детекторов для их использования при создании вершинного трекового детектора установки MPD. Показано, что наилучшим пространственным разрешением, обеспечивающим возможность реконструкции вершин распада очарованных частиц со средним пробегом 100–300 мкм, обладает пятислойная модель вершинного детектора с диаметром ионопровода 40 мм. Произведена оценка выхода очарованных D -мезонов и кумулятивных пионов и протонов с большими поперечными импульсами в центральной области быстрот в Au + Au столкновениях при энергиях коллайдера NICA и обоснована необходимость использования вершинного детектора на основе тонких кремниевых пиксельных детекторов при регистрации таких редких событий.

Интересным следствием проведенных оценок является также предсказание совершенно другого соотношения между выходом протонов и пионов в новой кумулятивной области центральных быстрот и больших поперечных импульсов по сравнению с излучавшейся ранее областью фрагментации ядра. Наблюдение этого эффекта в рождении кумулятивных частиц с большими поперечными импульсами в области центральных быстрот в эксперименте MPD с использованием тонких кремниевых пиксельных детекторов в качестве внутренней трековой системы позволило бы проверить теоретические представления о механизмах образования таких кумулятивных частиц.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-02-40075).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kekelidze V.D., Matveev V.A., Meshkov I.N. et al.* // ЭЧАЯ. 2017. Т. 48. № 5. С. 617; *Kekelidze V.D., Matveev V.A., Meshkov I.N. et al.* // Phys. Part. Nucl. 2017. V. 48. No. 5. P. 727.
2. *Kekelidze V., Kovalenko A., Lednicky R. et al.* // Nucl. Phys. A. 2017. V. 967. P. 884.
3. *Rafelski J., Muller B.* // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48. P. 1066.
4. *Vechernin V.* // IV Russ.-Span. Congr. Part. Nucl. Astropart. Phys. Cosmol. (Dubna, 2017).
5. *Vechernin V.* // Book of Abstr. SQM 2019 (Bari, 2019). P. 21.
6. *Cassing W., Bratkovskaya E.L., Sibirtsev A.* // Nucl. Phys. A. 2001. V. 691. P. 753.
7. *Vereschagin S., Bazhazhin A., Fateev O. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2020. V. 958. Art. No. 162793.
8. *Abelev B., Adam J., Adamová D. et al.* // J. Phys. G. 2014. V. 41. No. 8. Art. No. 08700.
9. *Musa L.* // ECFA High Luminos. LHC Exp. Workshop (Aix-Les Bains, 2016).

10. Жеребчевский В.И., Кондратьев В.П., Крымов Е.Б. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 8. С. 1041; Zherebchevsky V.I., Kondratiev V.P., Krymov E.B. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. No. 8. P. 953.
11. Zherebchevsky V.I., Altsybeev I.G., Feofilov G.A. et al. // J. Instrum. 2018. V. 13. Art. No. T08003.
12. Zherebchevsky V.I., Igolkin S. N., Krymov E.B. et al. // Instrum. Exp. Tech. 2014. V. 57. No. 3. P. 356.
13. Mastroserio S.R.A., Shahoyan R., Terrevoli C. Simulation tools for the ALICE ITS upgrade. ALICE Internal Note. QCD-09-010, 2012.
14. Poberezhnyuk R.V., Gazdzicki M., Gorenstein M.I. // Acta Phys. Pol. B. 2017. V. 48. No. 9. P. 1461.
15. Rafelski J., Muller B. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48. P. 1066 (Erratum: Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 2334).
16. Braun-Munzinger P., Stachel J. // Phys. Lett. B. 2000. V. 490. P. 196.
17. Linnyk O., Bratkovskaya E.L., Cassing W. // Int. J. Mod. Phys. E. 2008. V. 17. P. 1367.
18. Cassing W., Bratkovskaya E.L., Sibirtsev A. // Nucl. Phys. A. 2001. V. 691. P. 753.
19. Блохинцев Д.И. // ЖЭТФ. 1958. Т. 33. № 5. С. 1295; Blokhintsev D.I. // JETP. 1958. V. 6. No. 5. P. 995.
20. Лексин Г.А. // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. № 3. С. 440; Leksin G.A. // JETP. 1957. V. 5. No. 3. P. 371.
21. Ажигирей Л.С., Взоров И.К., Зрелов В.П. и др. // ЖЭТФ. 1958. Т. 33. № 5. С. 1185; Azhgirei L.S., Vzorov I.K., Zrelov V.P. et al. // JETP. 1958. V. 6. No. 5. P. 911.
22. Ефремов А.В. // ЭЧАЯ. 1982. Т. 13. № 3. С. 613.
23. Burov V.V., Lukyanov V.K., Titov A.I. // Phys. Lett. B. 1977. V. 67. P. 46.
24. Frankfurt L.L., Strikmann M.I. // Phys. Rep. 1981. V. 76. P. 215.
25. Braun M.A., Vechernin V.V. // Nucl. Phys. B. 1994. V. 427. P. 614.
26. Braun M.A., Vechernin V.V. // Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. 2001. V. 92. P. 156.
27. Vechernin V.V. // AIP Conf. Proc. 2016. V. 1701. Art. No. 060020.
28. Gorenstein M.I., Zinovjev G.M. // Phys. Lett. B. 1977. V. 67. P. 100.
29. Motornenko A., Gorenstein M.I. // J. Phys. G. 2017. V. 44. Art. No. 025105.
30. Алексеев И.Г., Вишняков В.Е., Голутвин А.И. и др. // ЯФ. 2008. Т. 71. № 11. С. 1879; Alekseev I.G., Vishnyakov V.E., Golutvin A.I. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2008. V. 71. No. 11. P. 1848.
31. Stavinskiy A. // Письма в ЭЧАЯ. 2011. Т. 8. № 9. С. 65; Stavinskiy A. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2011. V. 8. No. 9. P. 912.
32. Бояринов С.В. и др. // ЯФ. 1994. Т. 57. С. 1452; Boyarinov S.V. et al. // Phys. Atom. Nucl. 1994. V. 57. P. 1379.
33. Бояринов С.В. и др. // ЯФ. 1992. Т. 55. С. 1675; Boyarinov S.V. et al. // Sov. J. Nucl. Phys. 1992. V. 55. P. 917.
34. Бояринов С.В. и др. // ЯФ. 1987. Т. 46. С. 1472; Boyarinov S.V. et al. // Sov. J. Nucl. Phys. 1987. V. 46. P. 871.
35. Baldin A.M. et al. Preprint R1-83-432. Dubna: JINR, 1983.

Silicon pixel detectors for the inner tracking system of MPD experiment at the NICA collider

V. I. Zherebchevsky^{a,*}, V. V. Vechernin^a, S. N. Igolkin^a, V. P. Kondratiev^a, T. V. Lazareva^a, N. A. Maltsev^a, D. K. Nauruzbaev^a, D. G. Nesterov^a, N. A. Prokofiev^a, A. R. Rakhmatullina^a

^a*Saint-Petersburg State University, St. Petersburg, 199034 Russia*

^{*}*e-mail: v.zherebchevsky@spbu.ru*

Today, the studies of the formation of hadrons containing heavy quarks are of particular interest for high-energy physics. At the energies of colliding nuclei of the NICA collider, one can study the yields of strange and charmed particles, as well as clusters of dense nuclear matter, and at fragmentation of such clusters the increasing of the heavy flavor particles yield could be observed. Therefore, the concept of a vertex detector based on silicon pixel detectors was developed for the efficient registration of short-lived particles in the MPD (Multi-Purpose Detector) experiment at the NICA collider, and for this vertex detector the main characteristics were obtained.