

УДК 539.1.07

## НОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ДЛЯ ВЕРШИННЫХ ДЕТЕКТОРОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА КОЛЛАЙДЕРЕ NICA

© 2022 г. В. И. Жеребчевский<sup>1</sup>, \*, Н. А. Мальцев<sup>1</sup>, Д. Г. Нестеров<sup>1</sup>, С. Н. Белокурова<sup>1</sup>,  
В. В. Вечернин<sup>1</sup>, С. Н. Иголкин<sup>1</sup>, В. П. Кондратьев<sup>1</sup>, Т. В. Лазарева<sup>1</sup>,  
Н. А. Прокофьев<sup>1</sup>, А. Р. Рахматулина<sup>1</sup>, Г. А. Феофилов<sup>1</sup>

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

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

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

Рассмотрены новейшие технологии для вершинных детекторов, которые могут быть использованы в экспериментах на коллайдере NICA. Данные технологии включают в себя как уникальные пиксельные детекторы с новыми сверхлегкими радиационно-прозрачными углекомпонитными структурами, так и их системы охлаждения. Для разрабатываемых детекторных комплексов были сделаны оценки эффективности реконструкции распадов  $D$  мезонов, а также изучены возможности этих комплексов для исследования процессов образования кластеров холодной плотной кварк-глюонной материи внутри ядер.

DOI: 10.31857/S0367676522080269

### ВВЕДЕНИЕ

Современные коллайдерные эксперименты с тяжелыми ионами в физике высоких энергий направлены на изучение фазовых переходов в сильно взаимодействующей материи. При столкновении релятивистских тяжелых ионов может образоваться кварк-глюонная материя в состоянии деконфайнмента – кварк-глюонная плазма (КГП), если система адронов достигнет высокой плотности или температуры. Главный научный интерес заключается в том, чтобы выяснить, как происходит переход КГП в адронный газ. Новыми исследованиями в этом направлении станут эксперименты на строящемся в ОИЯИ ускорительно-накопительном комплексе NICA. Один из таких экспериментов будет реализован на многоцелевом детекторе Multi-Purpose Detector (MPD). Этот эксперимент ставит своей целью детальное изучение фазовой диаграммы ядерной материи в области большой барионной плотности [1]. Такая сверхплотная материя могла существовать на ранних стадиях эволюции Вселенной и возможно существует сегодня в ядрах нейтронных звезд. Не менее интересные задачи ставятся в области спиновой физики, связанные с формированием спина адронов с учетом спиновых и орбитальных моментов составляющих их валентных и морских кварков, а также глюонов. Для проведения исследований, направленных на решение этих задач,

предназначен другой эксперимент на коллайдере NICA – детектор спиновой физики: Spin Physics Detector (SPD) [2]. В обоих экспериментах одной из важных проблем является изучение выходов адронов, содержащих тяжелые кварки. Такие адроны характеризуются малыми сечениями взаимодействия с ядерной средой и несут неискаженную информацию о состояниях ядерной материи, возникающих в процессе столкновения релятивистских ядер. Поэтому эффективное выделение очарованных частиц в зарегистрированных экспериментальной установкой событиях ядро-ядерных столкновений, играет ключевую роль при анализе возможных фазовых переходов [3, 4].

Энергетический диапазон коллайдера NICA составляет:  $\sqrt{s_{NN}} = 4–11$  ГэВ для столкновений ионов золота  $^{197}\text{Au}(79+)$ , с соответствующей светимостью до  $1 \cdot 10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  [5, 6]. Для ускоряемых поляризованных протонов и дейтронов в этом же энергетическом диапазоне светимость будет на несколько порядков выше:  $1 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  [2]. Следует отметить, что столкновения тяжелых ионов именно при энергиях коллайдера NICA оптимально подходят для обеспечения высокой барионной плотности и достижения фазы деконфайнмента ядерного вещества. Это позволит изучать свойства сверхплотной ядерной среды, включая поиск возможных сигналов деконфайнмента и критической точки на фазовой диаграмме.

Теоретические исследования и имеющаяся сегодня экспериментальная информация показывают, что при образовании КГП будет наблюдаться повышенный выход адронов, содержащих странные и очарованные кварки. Такие же частицы будут возникать и при столкновениях релятивистских пучков поляризованных протонов и дейтронов. Процессы рождения таких адронов (гипероны, очарованные мезоны и т.д.) довольно редки и для их регистрации необходимо применять новые детекторные технологии с минимальными шумовыми и высокими временными, энергетическими и радиационными характеристиками используемых детекторов. С другой стороны, множественность вторичных частиц, рождающихся в центральных столкновениях релятивистских ионов, может достигать нескольких тысяч в диапазоне энергий коллайдера NICA. Для надежной регистрации таких событий нужны трековые детекторы, способные с высокой эффективностью реконструировать треки первичных заряженных частиц и продуктов их распадов. Трековые системы, обеспечивающие возможность восстанавливать вершины распадов короткоживущих адронов, должны обладать высоким пространственным разрешением. Для создания подобных систем необходимо использовать реализуемые сегодня в экспериментах физики высоких энергий технологии кремниевых пиксельных детекторов [7–11].

Кроме того, при относительно низких энергиях сталкивающихся ядер на коллайдере NICA ( $\sqrt{s_{NN}} = 4\text{--}11$  ГэВ) становится возможным изучать внутри ядер различные кластеры плотной ядерной материи [3, 4]. Одним из проявлений существования таких кластеров является образование частиц при рассеянии на ядрах в областях, кинематически запрещенных для реакций со свободными нуклонами, которое обычно называют кумулятивным рождением. В настоящем обзоре обсуждаются технологии для создания вершинных детекторов в экспериментах на коллайдере NICA. Рассматриваются новейшие пиксельные кремниевые детекторные комплексы вместе со сверхлегкими радиационно-прозрачными углекомпозитными структурами их поддержки, а также эффективными системами охлаждения для этих комплексов.

### СОВРЕМЕННЫЕ ВЕРШИННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ В КОЛЛАЙДЕРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Сегодня для проведения экспериментальных исследований в области физики высоких энергий и элементарных частиц широко используются трековые системы. Одним из главных модулей таких трековых систем является вершинный детек-

тор, предназначенный для прецизионной реконструкции вершин распадов короткоживущих адронов по восстановленным трекам продуктов их распадов. В экспериментах на фиксированных мишенях вершинные детекторы обычно располагаются практически сразу за мишенью, охватывая широкий телесный угол регистрации частиц. В коллайдерных экспериментах вершинный детектор является ближайшим детекторным модулем (внутренняя трековая система) к точке столкновения пучков. Обычно он размещается внутри основной трековой системы. В ряде экспериментов такой системой является время-проекционная камера. Для детектирования адронов, рождающихся в реакциях с релятивистскими тяжелыми ионами, и последующей идентификации их треков и треков продуктов распада нестабильных адронов, необходимо точно определить координаты первичной вершины образования и вторичных вершин распадов. В настоящее время ведутся интенсивные исследования новых кремниевых координатно-чувствительных пиксельных детекторов, обладающих как высоким пространственным разрешением, так и быстродействием.

Работа Большого адронного коллайдера (БАК) в CERN и эксперимента ALICE (A Large Ion Collider Experiment) предоставила возможность изучать фазовую диаграмму сильновзаимодействующей материи при высоких температурах. Удалось проанализировать ряд характеристик КГП, свойства которой изучались ранее в экспериментах по столкновению релятивистских тяжелых ионов на ускорителях SPS (CERN) и RHIC (BNL). С другой стороны, измерения выходов частиц с тяжелыми ароматами (частицы, содержащие  $s$  и  $b$  кварки) при увеличении светимости БАК в 2022 г. в столкновениях ионов свинца до  $6 \cdot 10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  позволит определить такой параметр сильно взаимодействующей материи, как начальная температура КГП и изучить различные динамические процессы в среде КГП [9]. Регистрация частиц, содержащих тяжелые ароматы, может дать ответы на вопросы о том, как происходит термализация и адронизация КГП (тяжелые ароматы несут информацию о состоянии среды в момент их рождения). Однако, для получения полной физической картины событий ядро-ядерных столкновений нужно увеличить эффективность регистрации треков рожденных частиц, особенно в области малых поперечных импульсов. Также необходимо улучшить пространственное разрешение при определении координат первичной вершины и вторичных вершин распадов “очарованных” и “прелестных” адронов. К тому же регистрация событий при повышенной светимости LHC требует разработки новых технологий для создания быстродействующих детекторных систем. Такими новыми детекторными системами стали Монолитные активные пиксельные сенсоры (МАПС)

на основе технологии КМОП (180 нм). Важным преимуществом данных пиксельных детекторов по сравнению с используемыми в настоящее время гибридными пиксельными детекторами состоит в том, что вся детекторная электроника (усилитель, дискриминатор, буфер памяти) размещается на одном чипе и интегрирована непосредственно в сенсор. Один пиксель — один полноценный детектор. На протяжении последних 30 лет велись интенсивные прикладные исследования детекторов на основе КМОП технологий с целью их использования для регистрации заряженных частиц [12–15]. Это привело к тому, что в настоящий момент появилась возможность конструировать и создавать вершинные детекторы для экспериментов в физике элементарных частиц и ядерной физики [10, 11, 16–19]. Первый такой детектор с использованием сенсоров на основе КМОП технологий был запущен в работу в эксперименте STAR (Solenoidal Tracker At RHIC) на коллайдере тяжелых ионов RHIC [12, 20], и в проведенных экспериментах удалось зарегистрировать процессы рождения лямбда-гиперонов, содержащих тяжелые ароматы ( $c$ -кварки), в столкновениях ионов золота при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ [21]. Однако, технологии КМОП (350 нм технология), используемые в этих пиксельных детекторах, по ряду параметров не подходят как для модернизированной внутренней трековой системы (ВТС) эксперимента ALICE на БАК, так и для создания новых вершинных детекторов на строящемся коллайдере NICA. Это связано с тем, что в столкновениях с достаточно высокой частотой такие детекторы неприменимы из-за достаточно большого времени считывания информации с пикселей (320 Мбит/с), большого времени интегрирования сигнала (190 мкс) и значительного энерговыделения (до  $150$  мВт · см<sup>-2</sup>). Эти ограничения преодолеваются, если использовать технологию 180 нм. В частности, в новой ВТС эксперимента ALICE используются пиксельные КМОП детекторы ALPIDE [8] у которых время считывания информации 1200 Мбит/с и время интегрирования 4 мкс. Эти детекторы обладают довольно низким энергопотреблением (около  $40$  мВт · см<sup>-2</sup>), высочайшим пространственным разрешением (5 мкм) и высокой радиационной стойкостью. Были разработаны четыре поколения таких детекторов и проведены всесторонние исследования их свойств [22–24]. Полученные результаты ответили на ряд технологических вопросов и позволили создать работающую трековую систему эксперимента ALICE на основе MAPS [7]. Также результаты проведенных исследований характеристик данного класса пиксельных детекторов и изучение их идентификационной способности при регистрации короткопробежных частиц позволили создать концепцию

вершинного детектора для отечественного Мега-проекта Multi-Purpose Detector (MPD) на коллайдере NICA [3]. Дальнейший всесторонний анализ данных, полученных при облучении детекторов (собранных в телескопной конфигурации) изотопными источниками ионизирующих излучений различного типа: гамма, бета, альфа, и электронами высоких энергий (на линейном ускорителе), а также эксперименты с использованием этого телескопа при регистрации космических лучей, способствовали совершенствованию методов детектирования и алгоритмов обработки данных для вершинных детекторов на основе новейших пиксельных сенсоров для экспериментальных установок комплекса NICA.

При создании современных вершинных детекторов для коллайдерных экспериментов следует учесть, что при регистрации продуктов распада адронов, содержащих тяжелые кварки, траектории таких частиц не должны сильно отклоняться от первоначального направления при многократном рассеянии на материалах и элементах конструкции детекторов. Поэтому необходимо построить детекторную систему с наибольшей радиационной прозрачностью, когда поддерживающие структуры, входящие в состав детекторных модулей и их системы охлаждения, должны иметь минимум вещества при минимальной толщине самих кремниевых детекторов [25, 26]. В настоящий момент, рекордные значения радиационной прозрачности при минимуме используемого вещества в мега-установках, используемых в физике высоких энергий и элементарных частиц (на уровне 0.39% для слоя кремниевых детекторов) достигнуты для новой внутренней трековой системы эксперимента ALICE на БАК в ЦЕРН [8]. Аналогичная концепция планируется и для создания вершинного детектора (ВД) эксперимента MPD на коллайдере NICA [3]. В данном случае тонкие (50 мкм) кремниевые пиксельные детекторы будут смонтированы на сверхлегких углекомполитных структурах поддержки с интегрированной системой охлаждения. Эти структуры будут объединены в линейки, расположенные вдоль поверхности коаксиальных цилиндров вокруг точки столкновения пучков коллайдера NICA. Моделирование и расчеты показали, что для надежной реконструкции вершин распадов короткопробежных частиц радиационная толщина детекторов (включая кабельные системы и структуры поддержки детекторов) не должна превышать 1% от радиационной длины заряженной частицы. Это необходимо для снижения влияния многократного рассеяния на пространственную разрешающую способность ВД. Линейки детекторов (с соответствующими сверхлегкими углекомполитными структурами), образующие цилиндрические слои вокруг точки столкновения пучков коллайдера NICA, будут располагаться с частичным перекрытием, чтобы

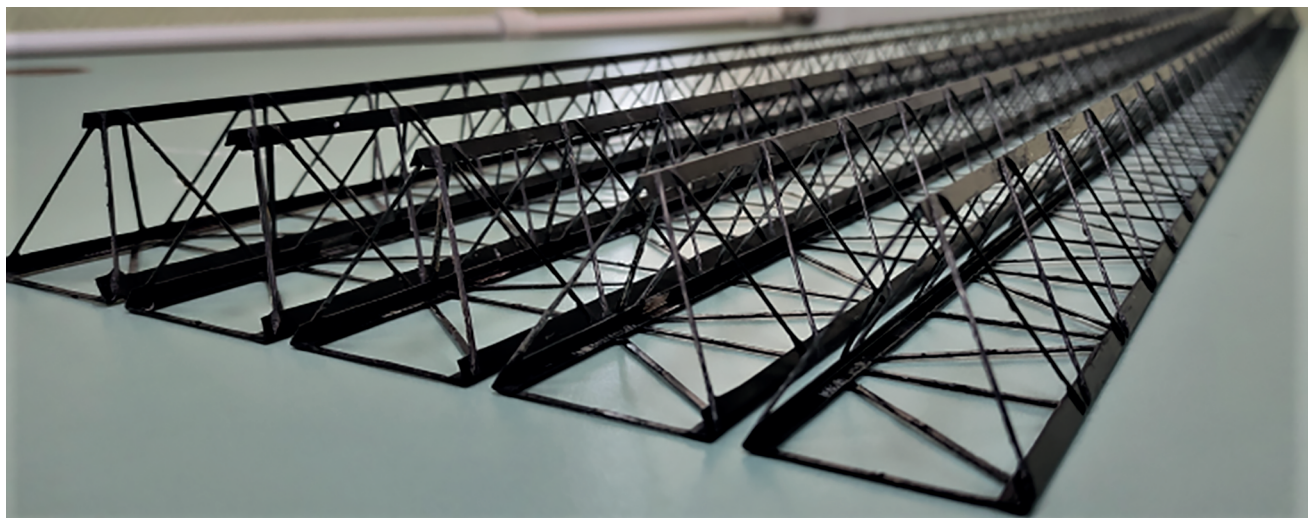


Рис. 1. Готовые фермы сверхлегких углекомпозитных структур поддержки детекторных систем на основе МАПС.

исключить образование мертвых зон по всему рабочему объему ВД. Отметим, что при определении числа цилиндрических слоев принимается в расчет и минимальное расстояние между ними, которое определяется размерами углекомпозитных структур поддержки детекторов. Полная концепция ВД была представлена в работах [3, 4], обозначивших также задачи по изготовлению и проведению исследований физических, структурных и функциональных особенностей сверхлегких радиационно-прозрачных углеволоконных структур поддержки детекторов на основе МАПС, на которые будут монтироваться все детектирующие модули. В конструкции указанных структур поддержки используется препрег, состоящий из высокомодульного углеродного волокна и пропитанный соответствующим связующим. Сочетание этих компонент позволяет получить структуры поддержки детекторов с высочайшими механическими свойствами. При создании структур поддержки детекторов на основе МАПС для ВД эксперимента MPD на коллайдере NICA были разработаны фермы длиной 1526 мм с использованием препрега отечественного производства “НИИКАМ-РС/М55”. Для определения параметров такого препрега была выполнена работа по идентификации фактического количества волокна в нем. Было установлено, что данный препрег отличается от зарубежных аналогов меньшим содержанием углеродного волокна и большим содержанием оксидного связующего. Низкое содержание углеволокна может привести к ухудшению прочностных свойств всей поддерживающей структуры (т.к. основной параметр фермы — это ее жесткость, а она определяется формой изделия, модулем упругости материала и его количеством). Поэтому были изготовлены об-

разцы сверхлегких углекомпозитных структур поддержки детекторов МАПС и проведены исследования их геометрических, механических и прочностных свойств с последующим сравнением полученных данных с аналогичными характеристиками сверхлегких углекомпозитных структур поддержки детекторов МАПС, применяемых в эксперименте ALICE на БАК. Оказалось, что по геометрическим характеристикам фермы практически не отличаются друг от друга (в пределах погрешности измерений), однако фермы ALICE имеют больший вес и лучшую жесткость: прогиб не более 0.20 мм при центральной нагрузке в 200 г. Такие различия в характеристиках ферм связаны с тем, что отечественный препрег содержит меньший процент углеволокна. Это дает меньший вес изготавливаемого изделия и уменьшает его жесткость. Проведенные нами исследования показали, что даже не слишком большая разница в содержании углеволокна в препреге (~20%) довольно существенно влияет на механические и геометрические свойства сверхлегких углекомпозитных структур поддержки. Поэтому для создания вершинного детектора эксперимента MPD было принято решение модифицировать технологию производства данных структур поддержки: было увеличено число слоев препрега в гранях ферм до 9 и проводилась укладка на грани ферм пучков из трех угольных нитей, пропитанных композитным составом. В итоге, изготовленные фермы (см. рис. 1) по своим механическим и прочностным характеристикам стали соответствовать фермам ALICE. В дальнейшем, совместно с ОИЯИ на данные фермы будут прецизионно смонтированы углепластиковые панели с интегрированной системой жидкостного охлаждения

**Таблица 1.** Каналы распада  $D^0$  и  $D^+$  мезонов, используемые для их реконструкции в трековой системе эксперимента MPD

Адрон	Масса, МэВ · с <sup>-2</sup>	Средняя длина пробега $\sigma$ , мкм	Канал распада	Вероятность распада по данному каналу
$D^+$	$1869.62 \pm 0.20$	312	$\pi^+ + \pi^+ + K^-$	9.13
$D^0$	$1864.84 \pm 0.17$	123	$\pi^+ + K^-$	3.89

и размещены монолитные активные пиксельные детекторы.

### РЕКОНСТРУКЦИЯ РАСПАДОВ $D$ МЕЗОНОВ В ТРЕКОВОЙ СИСТЕМЕ ЭКСПЕРИМЕНТА MPD НА КОЛЛАЙДЕРЕ NICA

Исходя из рассмотренных выше функциональных возможностей и характеристик монолитных активных пиксельных сенсоров, были сделаны модельные оценки эффективности реконструкции распадов  $D$  мезонов в трековой системе эксперимента MPD на коллайдере NICA.

Время-проекционная камера (ВПК) является основным трековым детектором эксперимента MPD. ВПК будет обеспечивать восстановление треков заряженных частиц в центральной области быстрот, а также их идентификацию по измеренным энергетическим потерям [27]. Для надежной идентификации короткоживущих адронов, к числу которых относятся очарованные мезоны, ВПК будет дополнена вершинным детектором. Как уже отмечалось, ВД эксперимента MPD будет состоять из МАПС, объединенных в линейки, расположенные вдоль поверхности коаксиальных цилиндров вокруг точки столкновения пучков коллайдера NICA. В работе [3] была предложена 5-слойная конструкция ВД, адаптированная к ионопроводу коллайдера NICA с диаметром 40 мм (ВД5-40). Было показано, что использование такого ВД обеспечивает пространственное разрешение, достаточное для реконструкции распадов нестабильных частиц, средние пробеги  $\lambda$  которых составляют несколько сотен микрометров [3].

Идентификационная способность трековой системы эксперимента MPD, состоящей из ВПК и ВД5-40, была оценена при восстановлении вершин распада  $D^0$  ( $\lambda = 123$  мкм) и  $D^+$  ( $\lambda = 312$  мкм), образующихся в центральных Au + Au столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 9$  ГэВ. Реконструкция распадов  $D^0$  и  $D^+$  мезонов проводилась в программной объектно-ориентированной среде Mpdroot [28]. Ядро-ядерные столкновения моделировались на основе генератора событий QGSM [29], построенного на базе кварк-глюонной струнной модели. Чистые сигнальные события, отвечающие распадам очарованных мезонов, разыгрыва-

лись в рамках теплового генератора [30], настроенного на энергию коллайдера NICA. В событиях ядро-ядерных столкновений фоном для сигналов, отвечающих распадам короткоживущих частиц, является большое число случайных комбинаций треков, не соответствующих истинным продуктам распада частицы. Существенного подавления такого комбинаторного фона можно добиться, используя критерии отбора полезных событий по следующим топологическим параметрам: расстояние наибольшего сближения между треками продуктов распада и первичной вершиной взаимодействия сталкивающихся ядер ( $dca$ ); расстояние между треками дочерних частиц в вершине распада материнской частицы ( $distance$ ); длина пробега материнской частицы от точки ее образования до точки распада ( $path$ ); угол между вектором, соединяющим первичную и вторичную вершину, и вектором реконструированного импульса материнской частицы ( $angle$ ). Значения указанных параметров отбора (каты) для каждого типа частицы выбирались в соответствии с максимумом функции значимости  $Sign(a)$  для каждого параметра  $a$ :

$$Sign(a) = \int_0^a \frac{S(a')}{\sqrt{S(a') + B(a')}} da',$$

где  $S(a)$  и  $B(a)$  – распределение полезных и фоновых событий по параметру  $a$ . Идентификация  $D$  мезонов осуществлялась путем выделения пика, отвечающего материнской частице в спектре по инвариантной массе продуктов ее распада по фиксированному адронному каналу. В табл. 1 указаны каналы распада  $D^0$  и  $D^+$  мезонов, по которым производилась оценка эффективности их реконструкции.

Для выделения  $D^0$  и  $D^+$  сигналов были обработаны  $10^6$  сигнальных событий  $D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$  и  $D^+ \rightarrow K^- + \pi^+ + \pi^+$  и  $10^5$  событий центральных Au + Au столкновений. При восстановлении вершины распада  $D$  мезонов отбирались только треки продуктов их распада, которые были реконструированы по откликам пиксельных детекторов во всех 5-ти слоях ВД. Для уменьшения комбинаторного фона каты по  $dca$  выбирались на уровне  $2\sigma$  от ширины их распределений. Выбранные значения катов применялись к сигнальным и фоновым со-

бытиям. Сигнальный спектр по инвариантной массе, удовлетворяющий выбранным критериям отбора, приводился к статистике  $10^8$  центральных Au + Au столкновений с учетом множественности  $D$  мезонов и вероятности их распада по фиксированному каналу (см. табл. 1). Множественность  $D$ -мезонов в центральных Au + Au столкновениях была оценена в рамках динамической модели адронной струны [31] и при энергиях коллайдера NICA составляет  $10^{-2}$  мезон/событие. Остаточный после применения катов комбинаторный фон равномерно распределялся по выбранному диапазону по инвариантной массе и затем также приводился к статистике  $10^8$  событий с добавлением статистических флуктуаций. На рис. 2 представлены результирующие спектры для  $D^0$  (рис. 2а) и  $D^+$  (рис. 2б), полученные суммированием сигнального и фонового спектров, нормированных на  $10^8$  центральных Au + Au столкновений. Анализ распределений, приведенных на рис. 2 показал, что выделение сигнала на комбинаторном фоне при такой статистической обеспеченности может быть произведено на уровне значимости 5.3 для  $D^0$  и 7.0 для  $D^+$ , а эффективность реконструкции  $D^0$  и  $D^+$  мезонов составляет 0.8 и 0.5%, соответственно.

### ВЕРШИННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОЦЕССОВ

Одной из важных проблем, которую можно будет экспериментально исследовать в экспериментах MPD и SPD на коллайдере NICA, является обнаружение и изучение свойств кластеров плотной холодной ядерной материи (“флуктонов”), которые могут спонтанно возникать в сталкивающихся ядрах [32]. Современные модели трактуют такой много-нуклонный кластер как состояние, в котором все кварки и глюоны входящих в него нуклонов находятся в состоянии деконфаймента при нулевой температуре и высокой барионной плотности (холодная кварк-глюонная плазма). Экспериментальное изучение таких новых состояний вещества на коллайдере NICA представляет большой физический интерес. Одним из следствий наличия флуктонов в сталкивающихся ядрах является возможность образования частиц с импульсами, лежащими за пределами кинематической области, разрешенной для одиночных нуклон-нуклонных столкновений – в так называемой кумулятивной области [33–36]. С экспериментальной точки зрения провести исследования такого кумулятивного рождения в коллайдерных экспериментах представляется возможным только при относительно небольших начальных энергиях (на коллайдере NICA предпочтительно при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 4$  ГэВ) [3, 37], и невозможно в экспериментах при больших

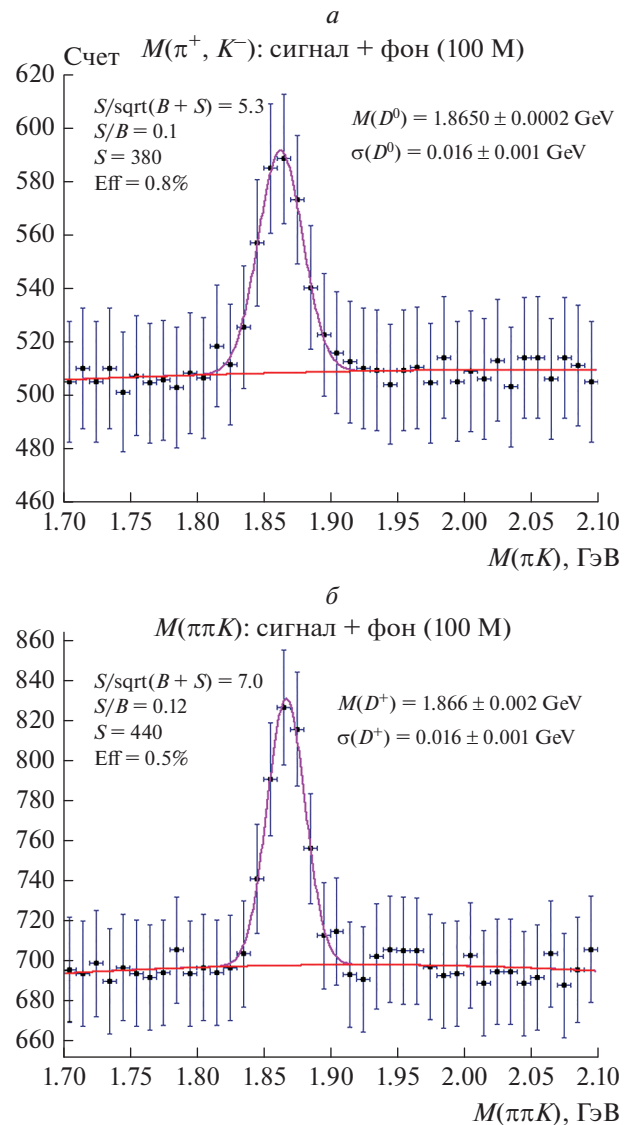
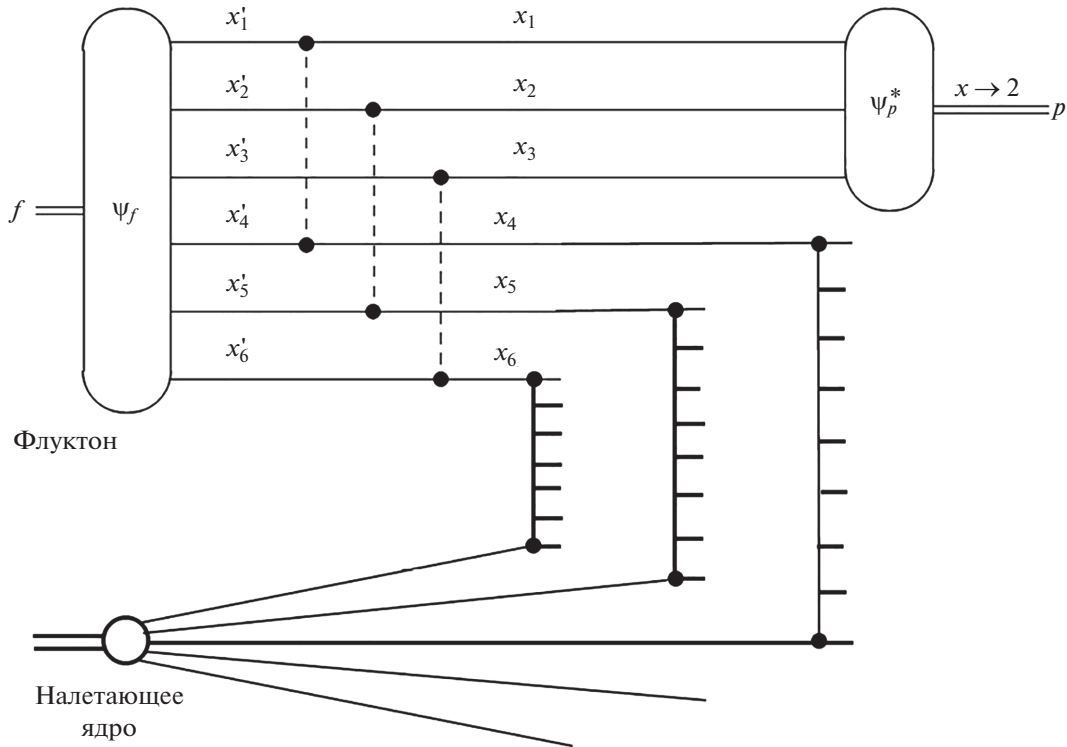


Рис. 2. Сигналы  $D^0$  (а) и  $D^+$  (б) в спектре по инвариантной массе, выделенные в  $10^8$  центральных Au + Au столкновений при энергии:  $\sqrt{s_{NN}} = 9$  ГэВ (фиолетовая линия – полный спектр, красная линия – остаточный комбинаторный фон).

энергиях на коллайдерах RHIC и LHC. Это обуславливает актуальность проведения экспериментов на коллайдере NICA с целью изучения кластеров холодной плотной кварк-глюонной материи в ядрах. Поскольку в настоящее время существуют различные альтернативные модели образования частиц в кумулятивной области [38–41], то для их отбора и подтверждения флуктонного механизма образования частиц в этой области необходимо иметь возможность регистрации, наряду с кумулятивной частицей, также и всех частиц, образующихся при фрагментации



**Рис. 3.** Взаимодействие двухнуклонного флуктона ( $6q$ ) одного ядра с партонами другого ядра [46, 48]. Пунктирными линиями показаны обмены жесткими глюонами [41].

остатка флуктона [42, 43]. Кроме того, как показывает теоретический анализ [44–47], механизмы образования кумулятивных протонов и пионов в рамках флуктонной модели также оказываются различными. Если образование пионов происходит за счет фрагментации в пион одного из кварков флуктона [44], то основной вклад в рождение кумулятивных протонов вносит механизм когерентной коалесценции (рекомбинации) трех кварков флуктона в протон [45–47] (см. диаграмму на рис. 3). На рис. 3 представлен процесс образования кумулятивных протонов путем когерентной коалесценции (рекомбинации) трех кварков флуктона, при этом, как показывает анализ процесса фрагментации флуктона в кумулятивной области [46], доминирующим оказывается вклад фейнмановских диаграмм, в которых все оставшиеся кварки флуктона взаимодействуют с партонами налетающего ядра. При взаимодействии этих оставшихся кварков флуктона с партонами налетающего ядра происходит формирование кварк-глюонных струн. Поскольку флуктон представляет собой сжатую конфигурацию, в том числе и в поперечной плоскости, то образующиеся струны оказываются перекрывающимися в плоскости прицельного параметра. В этом случае возможно слияние этих струн в струнные кластеры (так называемые *color ropes*) [49, 50]. Образование таких слившихся струн, с увеличенным на-

тяжением (повышенной напряженностью цветового поля), ведет к увеличению выходов частиц с тяжелыми кварками [51, 52]. Отмечается [48], что при энергиях коллайдера NICA это приведет к увеличению выходов странных частиц [48] в кинематической области, в которой оказываются частицы, образующиеся при фрагментации остатка флуктона.

Таким образом, можно сделать вывод, что для подтверждения факта существования кластеров холодной плотной кварк-глюонной материи в ядрах и изучения деталей механизма образования частиц в кумулятивной области с их участием, необходимо иметь возможность регистрации, наряду с кумулятивной частицей, также и всех частиц, образующихся при фрагментации остатка флуктона. Поскольку образование кумулятивных частиц является редким явлением, то их изучение требует проведения экспериментов при максимально возможной светимости коллайдера NICA. В этом случае возникает проблема исключения влияния так называемых *pile-up* эффектов на получаемые экспериментальные результаты. Поэтому становится очевидным использование вершинного детектора, обладающего высоким пространственным разрешением. Это необходимо для исключения всех треков частиц, выходящих из вершин других столкновений (могут оказаться

вблизи вершины основного столкновения), в котором образовалась кумулятивная частица. Существование таких треков привело бы к искажению спектра частиц, происходящих от фрагментации остатка флуктона, изучение которого представляет большой физический интерес. Например, при увеличенных значениях светимости коллайдера NICA  $\sim 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , для Au + Au столкновений, вероятность иметь еще одну вершину Au + Au взаимодействия на расстоянии меньше, чем 0.5 и 0.1 мм составляет соответственно 0.18 и 0.037% [38]. Это указывает на необходимость использования вершинного детектора в экспериментах MPD или SPD для подавления вклада от pile-up эффектов при регистрации спектра частиц, образовавшихся в результате фрагментации остатка флуктона.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе дан краткий обзор современных вершинных детекторов, которые функционируют сегодня, а также будут использованы в коллайдерных экспериментах. Показано, что тонкие Монолитные Активные Пиксельные Детекторы, обладающие высоким пространственным разрешением и быстройдействием, прекрасно подходят в качестве основных модулей при создании вершинных детекторов. Проведенные исследования отечественных углекомпонитных материалов совместно с новыми технологиями позволили сконструировать сверхлегкие структуры поддержки таких пиксельных детекторов. Эти исследования показали, что разработанные структуры поддержки по своим геометрическим, механическим и прочностным характеристикам ничем не уступают аналогичным сверхлегким углекомпонитным структурам поддержки детекторов МАПС, применяемым в эксперименте ALICE на БАК.

В качестве теоретического задела были сделаны модельные оценки эффективности реконструкции распадов  $D$  мезонов с использованием вершинного детектора эксперимента MPD. Эти оценки показали, что выделение сигнала на комбинаторном фоне может быть произведено на уровне значимости 5.3 для  $D^0$  и 7.0 для  $D^+$ , а эффективность реконструкции  $D^0$  и  $D^+$  мезонов приближается к 1%.

Для изучения новых физических явлений, связанных с существованием кластеров холодной плотной кварк-глюонной материи в ядрах и исследованием процессов образования частиц в кумулятивной области, была показана необходимость регистрации, наряду с кумулятивной частицей, также частиц, образующихся при фрагментации остатка флуктона. Для подавления pile-up эффектов, которые могут приводить к наложениям треков частиц из разных вершин, в

коллайдерных экспериментах предложено использовать вершинный детектор, обладающий высоким пространственным разрешением.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-02-40075).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. <https://nica.jinr.ru/projects/mpd.php>.
2. <http://spd.jinr.ru/spd-cdr>.
3. Zherebchevsky V.I., Kondratiev V.P., Vechernin V.V., Igolkin S.N. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2021. V. 985. Art. No. 164668.
4. Жеребчевский В.И., Вечернин В.В., Иголкин С.Н. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 5. С. 702; Zherebchevsky V.I., Vechernin V.V., Igolkin S.N. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. P. 541.
5. Kekelidze V., Kovalenko A., Lednický R. et al. // Nucl. Phys. A. 2017. V. 967. P. 884.
6. Kekelidze V.D., Matveev V.A., Meshkov I.N. et al. // Phys. Part. Nucl. 2017. V. 48. No. 5. P. 727.
7. <https://cerncourier.com/a/alice-tracks-new-territory>
8. Abelev B., Adam J., Adamová D. et al. // J. Phys. G. 2014. V. 41. Art. No. 087002.
9. Bevan A., Crooks J., Turchetta R. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2011. V. 643. No. 1. P. 29.
10. Wang T., Barbero M., Berdalovic I. et al. // J. Instrum. 2018. V. 13. № 3. Art. No. C03039.
11. Contin G., Greiner L., Schambach J. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2018. V. 907. P. 60.
12. Turchetta R., Berst J.D., Casadei B. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2014. V. 458. P. 677.
13. Ballin J., Coath R., Crooks J. et al. // J. Instrum. 2011. V. 6. Art. No. P05009.
14. McMullan G., Turchetta R., Faruqi A.R. // J. Instrum. 2011. V. 6. Art. № C04001.
15. Peric I., Berger N. // Nucl. Phys. News. 2018. V. 28. No. 1. P. 25.
16. Terzo S., Cavallaro E., Casanova R. et al. // J. Instrum. 2017. V. 12. No. 6. Art. No. C06009.
17. Aglieri Rinella G. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2017. V. 845. P. 583.
18. Kozjel M., Amar-Youcef S., Bialas N. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2017. V. 845. P. 110.
19. Besson A., Perez A.P., Spiriti E. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2017. V. 845. P. 33.
20. Contin G. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2016. V. 831. P. 7.
21. <https://arxiv.org/pdf/1704.04353.pdf>.
22. Mager M. on behalf of the ALICE collaboration // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2016. V. 824. P. 434.
23. 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.
24. Yang P., Aglieri G., Cavicchioli C. et al. // JINST. 2015. V. 10. Art. No. C03030.



25. *Zherebchevsky V.I., Altsybeev I.G., Feofilov G.A. et al.* // J. Instrum. 2018. V. 13. Art. No. T08003.
26. *Жеребчевский В.И., Иголкин С.Н., Крымов Е.Б. и др.* // ПТЭ. 2014. № 3. С. 126; *Zherebchevsky V.I., Igolkin S.N., Krymov E.B. et al.* // Instrum. Exp. Tech. 2014. V. 57. No. 3. P. 356.
27. *Abraatyan Kh.U., Afanasiev S.V., Alfeev V.S. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2011. V. 628. P. 99.
28. <http://git.jinr.ru/nica/mpdroot>.
29. *Gudima K.K., Mashnik S.G., Sierk A.J.* LA-UR-01-6804. Los Alamos, 2001.
30. *Tawfik A.N., Abbas E.* // Письма в ЭЧАЯ. 2015. Т. 12. № 4(195). С. 818.
31. *Cassing W., Bratkovskaya E.L., Sibirtsev A.* // Nucl. Phys. A. 2001. V. 691. P. 753.
32. *Blokhintsev D.I.* // ZhETF. 1957. V. 33. P. 1295.
33. *Leksin G.A. et al.* // ZhETF. 1957. V. 32. P. 445.
34. *Балдин А.М.* // ЯФ. 1973. Т. 18. С. 79.
35. *Ефремов А.В.* // ЭЧАЯ. 1982. Т. 13. № 3. С. 613.
36. *Burov V.V., Lukyanov V.K., Titov A.I.* // Phys. Lett. B. 1977. V. 67. P. 46.
37. *Vechernin V.V.* // Phys. Part. Nucl. 2021. V. 52. No. 4. P. 604.
38. *Frankfurt L.L., Strikmann M. I.* // Phys. Rep. 1981. V. 76. P. 215.
39. *Motornenko A., Gorenstein M.I.* // J. Phys. G. 2017. V. 44. Art. № 025105.
40. *Efremov A.V., Kaidalov A.B., Kim V.T. et al.* // Yad. Fiz. 1988. V. 47. P. 1364.
41. *Braun M.A., Vechernin V.V.* // Nucl. Phys. B. 1994. V. 427. P. 614.
42. *Stavinskiy A.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2011. V. 8. No. 9. P. 912.
43. *Stavinskiy A.* // EPJ Web Conf. 2014. V. 71. Art. No. 00125.
44. *Braun M.A., Vechernin V.V.* // Phys. Atom. Nucl. 2000. V. 63. P. 1831.
45. *Braun M.A., Vechernin V.V.* // Phys. B. Proc. Suppl. 2001. V. 92. P. 156.
46. *Braun M.A., Vechernin V.V.* // Theor. Math. Phys. 2004. V. 139. P. 766.
47. *Vechernin V.V.* // AIP Conf. Proc. 2016. V. 1701. Art. No. 060020.
48. *Vechernin V.V.* // Proc. SQM 2019. (Bary, 2019).
49. *Braun M. A., Pajares C.* // Nucl. Phys. B. 1993. V. 390. P. 542.
50. *Vechernin V.V., Belokurova S.N.* // J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1690. Art. No. 012088.
51. *Armesto N., Braun M.A., Ferreira E.G., Pajares C.* // Phys. Lett. B. 1995. V. 344. P. 301.
52. *Ferreiro E.G., Pajares C.* // J. Phys. G. 1997. V. 23. P. 1961.

## New technologies for the vertex detectors at the NICA collider experiments

**V. I. Zherebchevsky<sup>a,\*</sup>, V. V. Vechernin<sup>a</sup>, S. N. Igolkin<sup>a</sup>, V. P. Kondratiev<sup>a</sup>, T. V. Lazareva<sup>a</sup>,  
N. A. Maltsev<sup>a</sup>, S. N. Belokurova<sup>a</sup>, D. G. Nesterov<sup>a</sup>, N. A. Prokofiev<sup>a</sup>,  
A. R. Rakhmatullina<sup>a</sup>, G. A. Feofilov<sup>a</sup>**

<sup>a</sup>*Saint-Petersburg State University, St. Petersburg, 199034 Russia*

<sup>\*</sup>*e-mail: v.zherebchevsky@spbu.ru*

New technologies for vertex detectors in experiments at the NICA collider have been discussed. These technologies include both the latest pixel detectors with new ultralight-weight radiation-transparent carbon composite structures and their cooling systems. Estimates of the  $D$  meson decay reconstruction efficiency were made for the developed detector complexes, and the possibilities of these complexes for studying the processes of clusters of cold dense quark-gluon matter formation inside the nuclei were also studied.