

ИДЕНТИФИКАЦИОННАЯ СПОСОБНОСТЬ ВЕРШИННОГО ТРЕКОВОГО ДЕТЕКТОРА УСТАНОВКИ NICA-MPD ПРИ РЕКОНСТРУКЦИИ РАСПАДОВ СТРАННЫХ И ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

*А. И. Зинченко^а, С. Н. Иголкин^б,
В. П. Кондратьев^{б,1}, Ю. А. Мурин^а*

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

Вершинный кремниевый детектор входит в состав трековой системы установки NICA-MPD и предназначен для высокоэффективной регистрации короткоживущих продуктов ядро-ядерных взаимодействий. В данной работе представлены результаты компьютерного моделирования идентификационной способности трековой системы MPD, включающей времяпроекционную камеру и вершинный детектор на основе монокристаллических активных пиксельных сенсоров MAPS, при реконструкции распадов странных и очарованных частиц, образующихся в центральных Au + Au-столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ.

The vertex silicon detector is a part of the NICA-MPD tracking system and is designed for high efficient registration of short-lived products of nucleus–nucleus interactions. This paper presents the results of computer simulation of the identification capability of the MPD tracking system, which includes a time-projection camera and a vertex detector based on monolithic active pixel sensors MAPS, when reconstructing the decays of strange and charmed particles formed in central Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 9$ GeV.

PACS: 29.40.Wk; 07.05.Tr

ВВЕДЕНИЕ

Одной из основных физических задач эксперимента MPD (Multi-Purpose Detector) является изучение свойств горячей и плотной ядерной материи, образующейся в центральных столкновениях тяжелых ядер при энергиях коллайдера NICA. Как предсказывает теория [1], тяжелые кварки (c , b) в таких реакциях рождаются в начальных жестких соударениях нуклонов и несут информацию о возбужденной ядерной среде на ранней стадии ее образования. Взаимодействие между тяжелыми кварками и

¹E-mail: kondrat_vp@mail.ru

средой чувствительно к динамике среды, поэтому тяжелые кварки рассматриваются как перспективные пробники для изучения свойств сильно взаимодействующей КХД-материи [2–4]. Поэтому измерение выхода частиц с тяжелыми ароматами в широкой области поперечных импульсов имеет большое значение для понимания критических явлений при возможных фазовых переходах в ядерной материи. В частности, точное знание сечений рождения очарованных частиц в околопороговой области энергий позволит прояснить механизмы их образования в возбужденной ядерной среде.

Для регистрации очарованных частиц, средние пробеги λ которых составляют несколько сотен микрометров (например, $\lambda(D^0) = 123$ мкм, $\lambda(D^+) = 312$ мкм), необходимо использование вершинных детекторов с высоким пространственным разрешением, расположенных как можно ближе к точке образования частиц. В связи с этим трековая система эксперимента MPD [5] будет состоять из времяпроекционной камеры ТРС и вершинного детектора ИТ, построенного на основе кремниевых пиксельных сенсоров. Пиксельные детекторы нового поколения обладают наилучшим пространственным разрешением при высокой скорости счета [6], а высокий уровень их сегментации на пиксели позволяет устанавливать детекторы такого типа на расстояниях в несколько сантиметров от точки взаимодействия без угрозы их частотной перегрузки. Именно такая комбинация ТРС и вершинного детектора ИТ позволит с максимальной эффективностью регистрировать короткоживущие продукты ядро-ядерных взаимодействий.

В этой работе произведена оценка идентификационной способности ИТ + ТРС трековой системы MPD при реконструкции распадов странных и очарованных частиц, образующихся в центральных Au + Au-столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ.

1. ТРЕКОВАЯ СИСТЕМА УСТАНОВКИ MPD

Основным трековым детектором MPD в центральной области быстрот является времяпроекционная камера ТРС, которая обеспечивает точное восстановление треков частиц и их импульса, а также идентификацию заряженных частиц по измеренным потерям их энергии [5]. Для надежной идентификации короткоживущих адронов ТРС будет дополнена вершинным детектором ИТ, основной функцией которого является повышение точности реконструкции координат первичной вершины взаимодействия и вторичных вершин распада нестабильных частиц, а также снижение порога регистрации заряженных частиц с малыми поперечными импульсами.

Вершинный детектор ИТ установки MPD планируется построить на основе монолитных активных пиксельных сенсоров MAPS с толщиной детектора 50 мкм. Пиксельные детекторы в ИТ будут объединены в линейки, расположенные вдоль поверхности коаксиальных цилиндров вокруг точки столкновения пучков коллайдера NICA. Предполагается, что радиационная толщина углекомпозитных структур поддержки пиксельных детекторов, системы охлаждения, самих детекторов не будет превышать 1 % от радиационной длины X_0 , что позволит уменьшить влияние многократного рассеяния на разрешающую способность ИТ.

Пространство, в котором может быть размещен вершинный детектор, ограничено с внутренней стороны диаметром ионопровода, который может варьироваться от 40 до 60 мм, и с внешней стороны — внутренним диаметром ТРС, который состав-

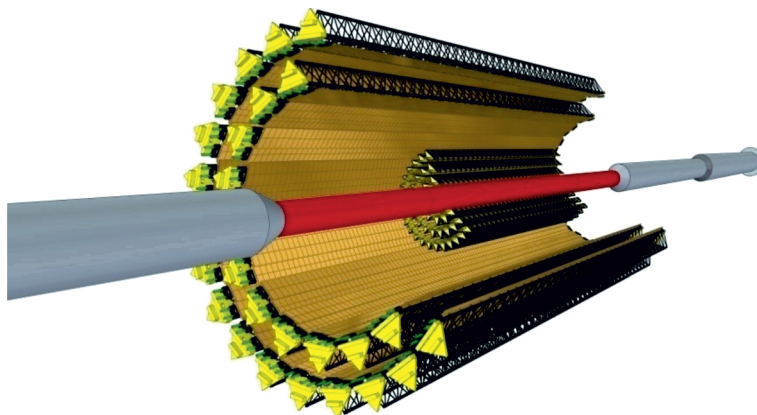


Рис. 1. Общий вид внутреннего трекера и ионопровода установки MPD

Таблица 1. Геометрические параметры пятислойной конструкции вершинного детектора MPD с ионопроводом $\varnothing 40$ мм

Номер слоя	Количество линеек	Количество сенсоров	R_{\min} , мм	R_{\max} , мм	Длина, мм	Эффективная толщина, мкм
1	12	288	22,4	26,7	750	50
2	22	528	40,7	45,9	750	50
3	32	768	59,8	65,1	750	50
4	36	3528	144,5	147,9	1526	700
5	48	4704	194,4	197,6	1526	700

ляет 50 см. Эти ограничения с учетом конструктивных размеров углекомпозитной фермы-поддержки приводят к пятислойному варианту вершинного детектора, общий вид которого показан на рис. 1. Два внешних слоя ИТ будут построены из линеек, укомплектованных сенсорами с чувствительной матрицей размером 15×30 мм, содержащей 512×1024 пикселей. Линейки трех внутренних слоев будут содержать MAPS нового поколения с большей площадью и уменьшенной толщиной, которые будут установлены в ИТ, когда станет возможным уменьшение диаметра ионопровода MPD до оптимальной величины 40 мм. Геометрические параметры такой базовой конфигурации ИТ, использованные в данной работе для оценки его идентификационной способности, приведены в табл. 1.

2. МЕТОДИКА РЕКОНСТРУКЦИИ СТРАННЫХ И ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

Выходы странных и очарованных частиц, образующихся в столкновениях ядер при энергиях коллайдера NICA ($\sqrt{s_{NN}} = 4\text{--}11$ ГэВ), будут измеряться на установке MPD путем регистрации заряженных продуктов их адронных распадов. Оценка идентификационной способности трековой системы MPD при восстановлении вершин распада странных и очарованных частиц проводилась в программной объектно-

ориентированной среде MpdROOT [7]. Монте-Карло (MC) транспорт поставляемых генератором событий частиц через детекторы трековой системы MPD осуществлялся в рамках интегрированного в MpdROOT программного пакета GEANT4. На шаге транспорта происходило формирование откликов детекторов (хитов), на основе которых реконструировались треки заряженных частиц методом фильтра Кальмана [8]. В случае вершинного детектора координаты треков определялись по номеру колонки и ряда для соответствующего пикселя в пиксельной матрице, на котором выделился заряд, обусловленный прохождением через детектор заряженной частицы.

Для моделирования ядро-ядерных столкновений в данной работе использовался генератор событий QGSM [9], построенный на базе кварк-глюонной струнной модели. Чистые сигнальные события, отвечающие распадам мультистранных и очарованных частиц, разыгрывались в рамках теплового генератора [11], настроенного на энергии коллайдера NICA с параметром наклона в спектре по поперечному импульсу $T = 0,154$ ГэВ.

Процедура реконструкции треков, используемая в проведенных расчетах эффективности выделения странных и очарованных частиц, включает два этапа: поиск трека [8] и фитирование трека [10]. Поиск треков основан на алгоритме фильтра Калмана. Алгоритм начинается с выбора кластера в начальном слое детекторов и присоединяет кластер в следующем слое, и так слой за слоем. Треки, найденные в ТРС по большому числу (порядка 40) кластеров, затем пролонгируются в вершинный детектор. После выбора треков-кандидатов, отвечающих всем возможным комбинациям различных кластеров в одних и тех же слоях, проводится их фитирование с целью выбора наилучшего трека с минимальным значением χ^2 .

В событиях ядро-ядерных столкновений, сопровождающихся рождением большого числа первичных частиц, фоном для физических сигналов, отвечающих истинным распадам короткоживущих частиц, является большое число случайных комбинаций треков, не соответствующих реальной частице. Чтобы добиться существенного подавления такого комбинаторного фона, необходимо использовать строгие критерии отбора полезных событий. Топология распада короткоживущих частиц на заряженные адроны диктует критерии отбора по таким параметрам, как:

- 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 наряду со значениями χ^2 для треков продуктов распада оптимизируются для каждого типа частицы исходя из требования максимума значимости $S\sqrt{S+B}$, где S и B — число полезных и фоновых событий.

Реконструкция распадов короткоживущих адронов осуществлялась путем выделения пика, отвечающего материнской частице, в спектре по инвариантной массе продуктов ее распада по фиксированному адронному каналу. Для распознавания продуктов распада была использована MC-идентификация треков, которая в реальном

Таблица 2. Каналы распада странных и очарованных частиц, используемые для их реконструкции в трековой системе MPD

Адрон	Масса, МэВ/ c^2	Средняя длина пробега st , мм	Канал распада	Вт, %
Λ	$1115,68 \pm 0,01$	78,9	$\pi^- + p$	63,9
Ξ^-	$1321,71 \pm 0,07$	49,1	$\pi^- + \Lambda^0$	99,9
Ω^-	$1672,45 \pm 0,29$	24,6	$K^- + \Lambda^0$	67,8
D^+	$1869,62 \pm 0,20$	0,312	$\pi^+ + \pi^+ + K^-$	9,13
D^0	$1864,84 \pm 0,17$	0,123	$\pi^+ + K^-$	3,89

эксперименте будет производиться на основе информации о времени пролета от TOF-детекторов и об удельных потерях энергии частицы в ТРС.

В табл.2 указаны основные характеристики и каналы распада странных и очарованных частиц, эффективность реконструкции которых была оценена в данной работе.

3. РЕКОНСТРУКЦИЯ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ

3.1. Λ -гипероны. Реконструкция мультистранных гиперонов базируется на точной реконструкции Λ -частицы, продуктом распада которых она является. Поэтому высокая эффективность реконструкции Λ — хороший критерий идентификационной способности трековой системы установки. Λ -частица является сравнительно долгоживущей (см. табл. 2), что облегчает задачу реконструкции вершины ее распада. Кроме того, большая множественность Λ в столкновениях тяжелых ядер при энергии коллайдера NICA упрощает выделение сигнала на комбинаторном фоне.

Эффективность перечисленных в разд. 2 критериев отбора была проверена на примере реконструкции Λ -гиперонов в $5 \cdot 10^3$ центральных Au + Au-столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ, разыгранных с использованием генератора QGSM. На рис. 2 показан спектр по инвариантной массе $M(\pi^-, p)$ продуктов распада Λ -частиц, удовлетворяющий следующим критериям отбора:

$$dca(p) > 0,3 \text{ см} \ \& \ dca(\pi^-) > 0,3 \text{ см} \ \& \ distance(\pi^- p) < 0,5 \text{ см} \ \& \\ path(\Lambda) > 3,0 \text{ см} \ \& \ angle(\Lambda) < 0,09 \text{ рад.}$$

Для выделения сигнала (S), отвечающего Λ -гиперону, участок построенного спектра в районе пика, положение которого соответствует табличному значению массы Λ , аппроксимировался суммой гауссиана шириной σ и полиномиальной функции. Площадь спектра ниже полиномиальной функции в интервале $\pm 2\sigma$ вокруг пика определяет уровень фона (B), а интеграл по распределению Гаусса в том же интервале дает оценку числа реконструированных Λ -гиперонов. Следует отметить, что описанный алгоритм применялся для выделения сигнала в спектре по инвариантной массе для всех странных и очарованных частиц, реконструкция которых проводилась в этой работе.

Как видно из рис.2, полученные при выделении Λ значения уровня значимости 112,6 и отношения сигнала к шуму 11,3 свидетельствуют о высоком качестве

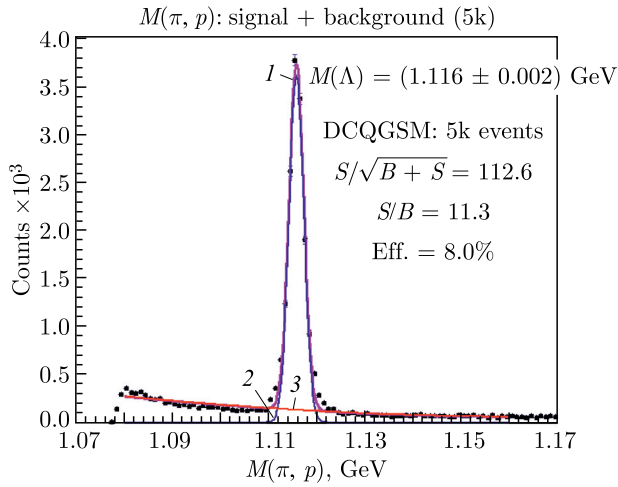
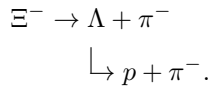


Рис. 2 (цветной в электронной версии). Сигнал Λ -гиперонов в спектре по инвариантной массе, выделенный в $5 \cdot 10^3$ центральных Au + Au-столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ (фиолетовая линия (1) — полный спектр, синяя (2) — сигнал, красная (3) — остаточный комбинаторный фон)

трекинга заряженных частиц в трековой системе MPD. Масса реконструированных Λ -гиперонов находится в хорошем согласии с ее PDG-значением (см. табл. 2).

3.2. Ξ^- -гипероны. Для оценки эффективности реконструкции Ξ^- -гиперонов были обработаны 10^5 событий центральных Au + Au-столкновений при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ. Подавление комбинаторного фона проводилось в соответствии с критериями отбора, диктуемыми кинематикой каскадного распада Ξ^- :



Выбор уровня обрезания (ката) по параметрам отбора производился по максимуму функции значимости $\text{sign}()$ для каждого параметра a :

$$\text{sign}(a) = \int_0^a \frac{S}{\sqrt{S+B}} da. \quad (1)$$

Для этого наряду с полными событиями ($B + S$) были сгенерированы чистые сигнальные события ($\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$), включающие все одиночные Ξ^- , рожденные в 10^5 центральных Au + Au-столкновениях, разыгранных в рамках генератора QGSM.

Для уменьшения комбинаторного фона при формировании спектра по инвариантной массе (π^-, p) для Λ -кандидатов и (π^-, Λ) для Ξ^- -кандидатов отбирались треки пионов, протонов и Λ со следующими значениями dca :

$$\begin{aligned} dca(\pi) &> 0,5 \text{ см}, \quad dca(p) > 0,5 \text{ см для } \Lambda; \\ dca(\pi) &> 0,1 \text{ см}, \quad dca(\Lambda) > 0,1 \text{ см для } \Xi^-. \end{aligned}$$

На Λ -кандидаты, отобранные в процессе реконструкции Λ -частиц, накладывался кат по их инвариантной массе:

$$M_{\text{inv}}(\pi^-, p) = M_{\text{PDG}}(\Lambda) \pm 6\sigma.$$

При выбранных катах по dca строились распределения по остальным параметрам отбора в сигнальных и фоновых событиях и соответствующие функции значимости $\text{sign}(a)$, приведенные на рис. 3, 4. Исходя из максимума функций значимости были выбраны следующие значения катов:

$$\text{distance}(\pi p) < 0,05 \text{ см} \ \& \ \text{distance}(\Lambda\pi) < 0,2 \text{ см} \ \& \ \text{angle}(\Lambda) > 0,02 \text{ рад} \ \& \ \text{angle}(\Xi^-) < 0,05 \text{ рад}.$$

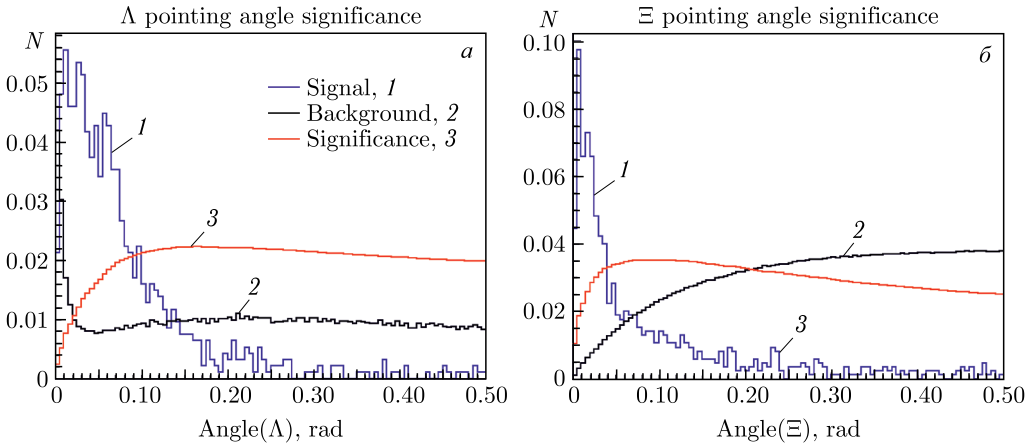


Рис. 3 (цветной в электронной версии). Распределение по параметру $\text{angle}(\Lambda)$ (а) и $\text{angle}(\Xi^-)$ (б) в сигнальных и фоновых событиях

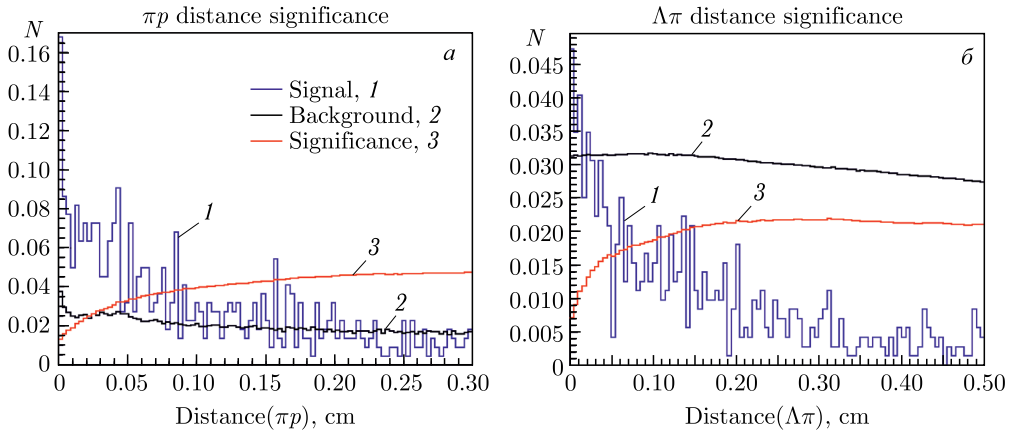


Рис. 4 (цветной в электронной версии). Распределение по параметру $\text{distance}(\pi p)$ (а) и $\text{distance}(\Lambda\pi)$ (б) в сигнальных и фоновых событиях

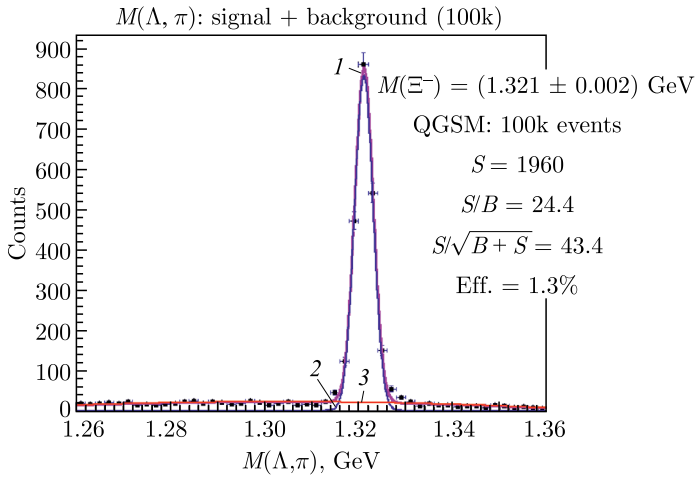
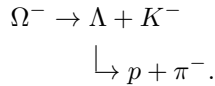


Рис. 5 (цветной в электронной версии). Сигнал Ξ^- -гиперонов в спектре по инвариантной массе, выделенный в 10^5 центральных Au + Au-столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ (фиолетовая линия (1) — полный спектр, синяя (2) — сигнал, красная (3) — остаточный комбинаторный фон)

Спектр по инвариантной массе $M(\pi^-, \Lambda)$ для Ξ^- -кандидатов, построенный после применения всех рассмотренных катов, показан на рис. 5. Как видно, полученное отношение сигнала к шуму 24,4 на уровне значимости 43,4 обеспечивает реконструкцию Ξ^- с эффективностью 1,3%. Масса реконструированных Ξ^- -гиперонов находится в хорошем согласии с ее PDG-значением (см. табл. 2).

3.3. Ω^- -гипероны. Рассмотренный выше метод реконструкции Ξ^- был применен для выделения сигналов Ω^- в 10^5 событиях центральных Au + Au-столкновений при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ. При этом подавление комбинаторного фона осуществлялось выбором оптимальных катов по тем же топологическим параметрам, что и в случае с Ξ^- , только с заменой пионов на каоны в соответствии с кинематикой каскадного распада Ω^- :



Каты для параметров отбора, выбранные в соответствии с максимумом их функции значимости, имеют следующие значения:

$$\begin{aligned} & \text{dca}(\pi) > 0,05 \text{ см} \ \& \ \text{dca}(p) > 0,05 \text{ см} \ \& \ \text{dca}(K) > 0,1 \text{ см} \ \& \ \text{dca}(\Lambda) > 0,1 \text{ см} \ \& \\ & \text{distance}(\pi p) < 0,3 \text{ см} \ \& \ \text{distance}(\Lambda K) < 0,1 \text{ см} \ \& \ \text{angle}(\Lambda) > 0,01 \text{ рад} \ \& \\ & \text{angle}(\Omega) < 0,015 \text{ рад} \ \& \ \text{path}(\Lambda) > 5 \text{ см} \ \& \ \text{path}(\Omega) < 8 \text{ см}, \quad (2) \end{aligned}$$

а рис. 6 демонстрирует спектр по инвариантной массе $M(K^-, \Lambda)$ для Ω^- -кандидатов, построенный после их применения.

Как видно из рис. 6, статистика на уровне 10^5 центральных Au + Au-столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ оказывается недостаточной для надежного выделения Ω^- . Для

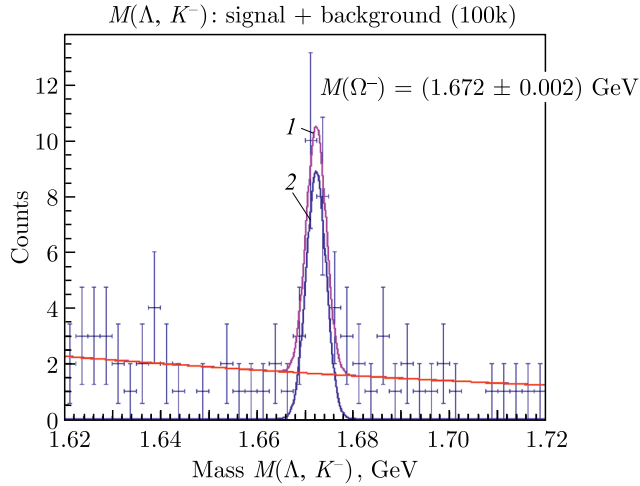


Рис. 6 (цветной в электронной версии). Сигнал Ω^- -гиперонов в спектре по инвариантной массе, выделенный в 10^5 центральных Au + Au-столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ (фиолетовая линия (1) — полный спектр, синяя (2) — сигнал, красная (3) — остаточный комбинаторный фон)

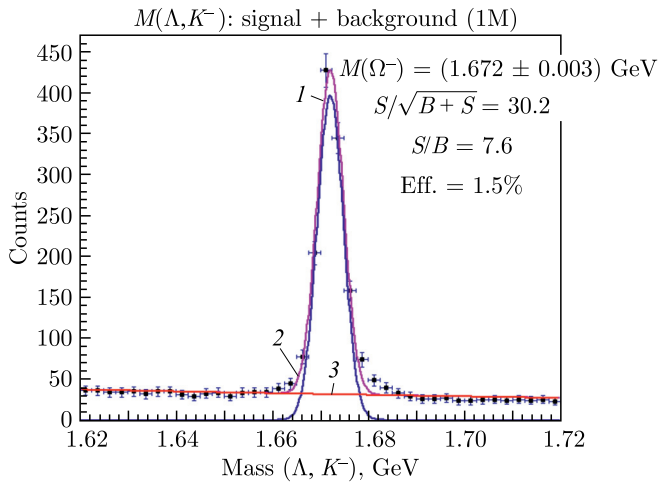


Рис. 7 (цветной в электронной версии). Сигнал Ω^- -гиперонов в спектре по инвариантной массе, выделенный в 10^6 центральных Au + Au-столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ (фиолетовая линия (1) — полный спектр, синяя (2) — сигнал, красная (3) — остаточный комбинаторный фон)

повышения эффективности реконструкции Ω^- помимо 10^5 фоновых событий центральных Au + Au-столкновений, разыгранных с использованием QGSM-генератора, аналогичным образом были обработаны 10^6 чистых сигнальных событий $\Omega^- \rightarrow \Lambda + K^-$, разыгранных в рамках теплового генератора. Спектр по инвариантной массе, полученный после применения тех же катов (2) к сигнальным событиям, редуцировался с учетом множественности Ω^- -гиперонов и вероятности их распада по каналу

$\Omega^- \rightarrow \Lambda + K^-$ и затем складывался со спектром для фоновых событий, нормированным на 10^6 центральных Au + Au-столкновений. Множественность Ω^- в центральных Au + Au-столкновениях при энергиях коллайдера NICA в соответствии с теоретическими оценками составляет 10^{-1} гиперон/событие [12]. Результирующий спектр показан на рис. 7. Как видно, эффективность реконструкции Ω^- составляет 1,5% на уровне значимости 30.

4. РЕКОНСТРУКЦИЯ ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

Идентификационная способность трековой системы MPD при реконструкции очарованных частиц исследована на примере D^0 - и D^+ -мезонов. Для этого, как и в случае Ω^- -гиперонов, были обработаны 10^6 сигнальных событий $D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$ и $D^+ \rightarrow K^- + \pi^+ + \pi^+$, разыгранных в рамках теплового генератора. Для оценки комбинаторного фона использованы 10^5 событий центральных Au + Au-столкновений при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ, разыгранных на основе генератора QGSM.

Выделение сигналов D -мезонов в спектре по инвариантной массе продуктов их распада производилось двумя путями: классическим методом топологических катов (ТС) и методом многовариантного анализа данных (MVA).

4.1. Реконструкция D -мезонов методом топологических катов.

4.1.1. D^0 -мезоны. При восстановлении вершины распада D^0 -мезонов отбирались только те треки продуктов их распада, которые были реконструированы по хитам во всех пяти слоях внутреннего трекера. При выбранных для уменьшения комбинаторного фона катах по dca на уровне 2σ от ширины их распределений

$$dca(K) > 0,012 \text{ см}, \quad dca(\pi) > 0,012 \text{ см},$$

строились распределения по $distance(\pi K)$, $path(D^0)$ и $angle(D^0)$ в сигнальных и фоновых событиях и соответствующие функции значимости, которые приведены на рис. 8–10.

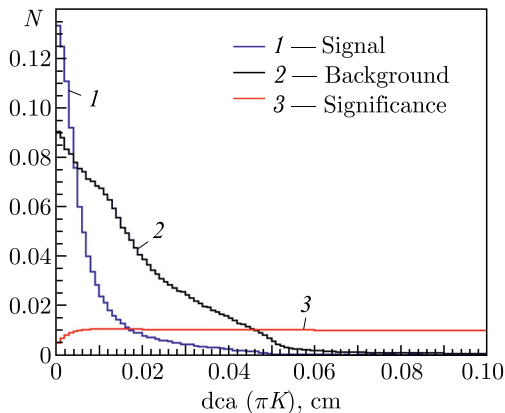


Рис. 8. Распределение по параметру $distance(\pi K)$ в сигнальных $D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$ и фоновых событиях

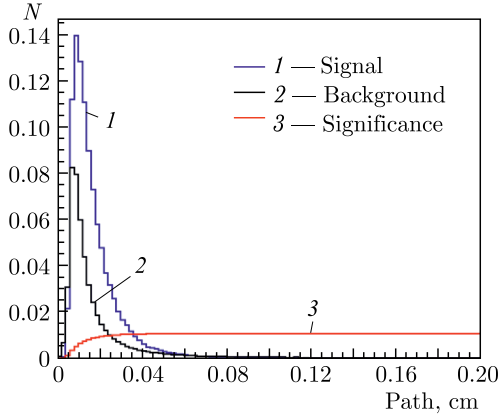


Рис. 9. Распределение по параметру path (D^0) в сигнальных $D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$ и фоновых событиях

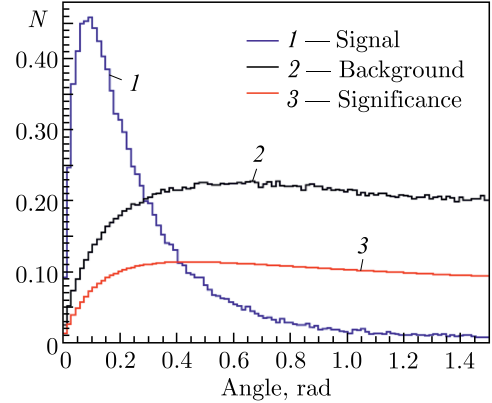


Рис. 10. Распределение по параметру angle (D^0) в сигнальных $D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$ и фоновых событиях

Следующие значения катов, выбранные по построенным функциям значимости,

$$\text{distance}(\pi K) < 0,019 \text{ см} \ \& \ \text{path}(D^0) < 0,044 \text{ см} \ \& \ \text{angle}(D^0) < 0,15 \text{ рад}, \quad (3)$$

были применены к сигнальным и фоновым событиям.

Сигнальный спектр по инвариантной массе, приведенный к статистике 10^8 центральных Au + Au-столкновений с учетом множественности D^0 -мезонов и вероятности их распада по каналу $D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$ и удовлетворяющий критериям отбора (3), показан на рис. 13, а. Множественность D -мезонов в центральных Au + Au-столкновениях была оценена в рамках динамической модели адронной струны [13] и при энергиях коллайдера NICA составляет 10^{-2} мезон/событие. Фоновый спектр на статистике 10^5 событий до и после применения катов (3) приведен на рис. 11, б, в. Остаточный комбинаторный фон (рис. 11, в) равномерно распределялся по выбранному диапазону по инвариантной массе и затем приводился к статистике 10^8 событий с добавлением статистических флуктуаций. На рис. 11, г показан результирующий спектр, полученный суммированием сигнального и фонового спектров, нормированных на 10^8 центральных Au + Au-столкновений, а рис. 12 демонстрирует выделение сигнала на комбинаторном фоне при такой статистической обеспеченности. Как видно, эффективность реконструкции D^0 составляет 0,8% на уровне значимости 5,3. Масса реконструированных D^0 -мезонов находится в хорошем согласии с ее PDG-значением (см. табл. 2).

4.1.2. D^+ -мезоны. Подавление фона при реконструкции D^+ осуществлялось применением критериев отбора по параметрам, связанным с кинематикой трехчастичного распада $D^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + K^-$. В этом случае параметр distance определялся как сумма наименьших расстояний между каждой парой треков дочерних частиц в точке распада.

Как и в случае с D^0 , при формировании спектра по инвариантной массе $M(\pi^+\pi^+K^-)$ выбор катов по параметрам отбора производился по максимальной ве-

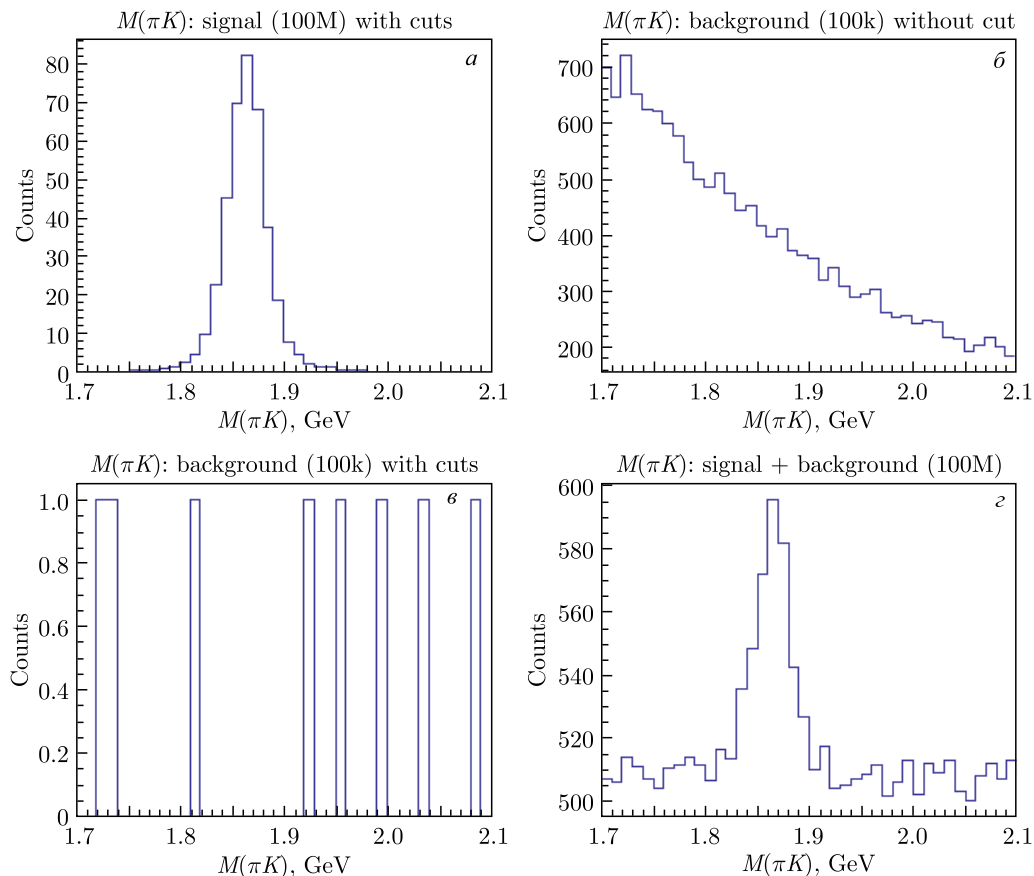


Рис. 11. Спектры по инвариантной массе $M(K^-\pi^+)$ для сигнальных событий в 10^8 центральных Au + Au-столкновениях после применения катов (а), для фоновых событий в 10^5 центральных Au + Au-столкновениях до (б) и после (в) применения катов и для суммы спектров а и в, приведенной к статистике 10^8 центральных Au + Au-событий (г)

личине функции значимости для каждого параметра:

$$\begin{aligned} \text{dca}(K) > 0,029 \text{ см} \ \& \ \text{dca}(\pi) > 0,029 \text{ см} \ \& \ \text{distance} < 0,06 \text{ см} \ \& \\ \text{path}(D^+) < 0,11 \text{ см} \ \& \ \text{angle}(D^+) < 0,15 \text{ рад}. \end{aligned} \quad (4)$$

Результирующий спектр по инвариантной массе, нормированный на 10^8 центральных Au + Au-событий и удовлетворяющий критериям отбора (4), строился в соответствии с процедурой, описанной для D^0 . Выделение сигнала D^+ -мезонов на остаточном комбинаторном фоне, приведенном к статистике 10^8 центральных Au + Au-столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ, демонстрирует рис.13. Как видно, эффективность реконструкции D^+ составляет 0,5% на уровне значимости 9,2, а масса реконструированных D^+ -мезонов находится в хорошем согласии с ее PDG-значением (см. табл. 2).

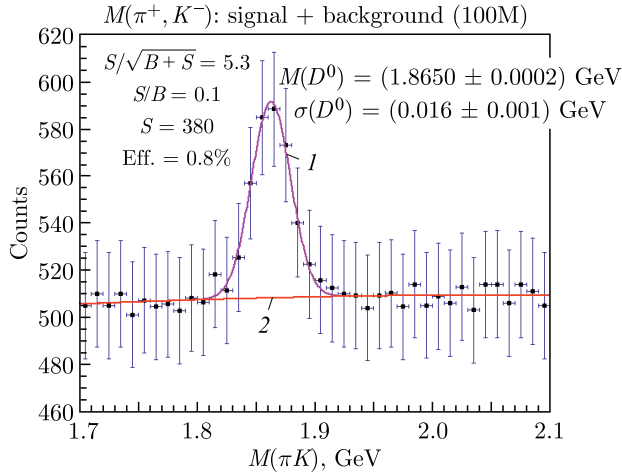


Рис. 12 (цветной в электронной версии). Сигнал D^0 -мезонов в спектре по инвариантной массе, выделенный в 10^8 центральных Au + Au-столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ (фиолетовая линия (1) — полный спектр, красная (2) — остаточный комбинаторный фон)

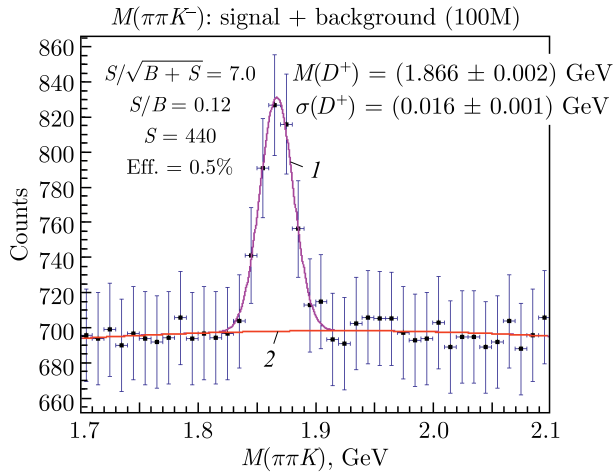


Рис. 13 (цветной в электронной версии). Сигнал D^+ -мезонов в спектре по инвариантной массе, выделенный в 10^8 центральных Au + Au-столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ (фиолетовая линия (1) — полный спектр, красная (2) — остаточный комбинаторный фон)

4.2. Реконструкция D -мезонов методом многовариантного анализа. Пакет для многовариантного анализа данных TMVA [14], интегрированный в среду MpdROOT, предоставляет несколько алгоритмов классификации, предназначенных для решения задачи отделения сигнала от фона. Типичный классификационный анализ в рамках TMVA состоит из двух независимых этапов:

1) фазы обучения (Training), где многовариантные методы анализа тестируются и оцениваются;

2) фазы применения (Application), где выбранные методы применяются к конкретной проблеме классификации, для которой было проведено обучение.

На этапе обучения сначала устанавливается связь между наборами данных пользователя и методами MVA. Данные для обучения и тестирования выбранных методов представляются в формате дерева. Дерево TreeS включает данные, про которые известно, что они соответствуют информационному сигналу (signal). Дерево TreeB включает данные, про которые известно, что они не содержат полезной информации и соответствуют фону (background). Результаты классификации для каждого зарегистрированного метода MVA записываются в весовые файлы, при этом N входных переменных V (variables) отображаются в одномерную переменную R (response): $V^N \rightarrow R$. На этапе анализа кат по этой переменной R применяется к набору данных с неизвестным составом сигнала и фона.

В данной работе многовариантный анализ применен к задаче реконструкции D -мезонов. Тестирование и оценка входных данных проводились с использованием классификатора BDT (Boosted Decision Tree), построенного на основе метода деревьев принятия решений.

4.2.1. D^0 -мезоны. В качестве входных данных для выбранного классификатора BDT были взяты те же переменные path, distance и angle, которые были использованы в качестве параметров отбора при реконструкция D^0 методом топологических катов. Распределения этих переменных для 10^6 сигнальных и 10^5 фоновых событий, а также их различные преобразования: декорреляция (deco), преобразование Гаусса (gauss) и разложение по главным компонентам (PCA) показаны на рис. 14–15. Результаты классификации входных переменных с использованием BDT-метода приведены на рис. 16.

Для разделения сигнала и фона оптимальное значение результирующего кат классификатора BDTD_response $> 0,3$, выбранное в соответствии с распределениями на рис. 16, было применено к 10^6 сигнальных и 10^5 фоновых событий, разыгранных соответственно в рамках теплового и QGSM-генератора. После этого выполнялась конкатенация сигнального и фонового спектров по инвариантной массе продуктов распада D^0 в соответствии с процедурой, описанной в п. 4.1. Результирующий спектр, нормированный на 10^8 центральных Au + Au-столкновений, приведен на рис. 17. Как видно, найденное значение эффективности реконструкции D^0 0,85 % на уровне значимости 5,5 находится в полном соответствии с результатами, полученными классическим методом топологических катов (см. рис. 12).

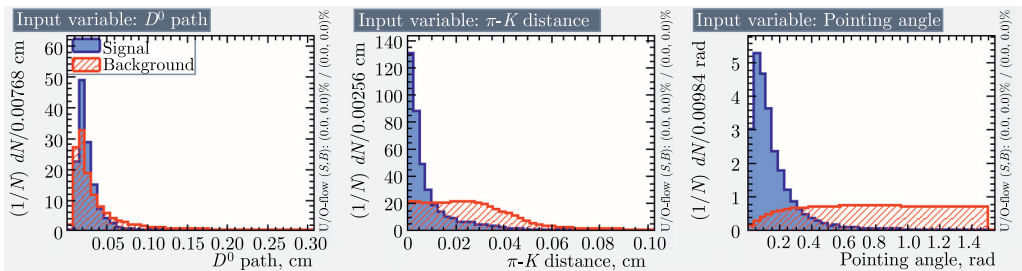


Рис. 14 (цветной в электронной версии). Распределения входных переменных для сигнальных $D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$ и фоновых событий

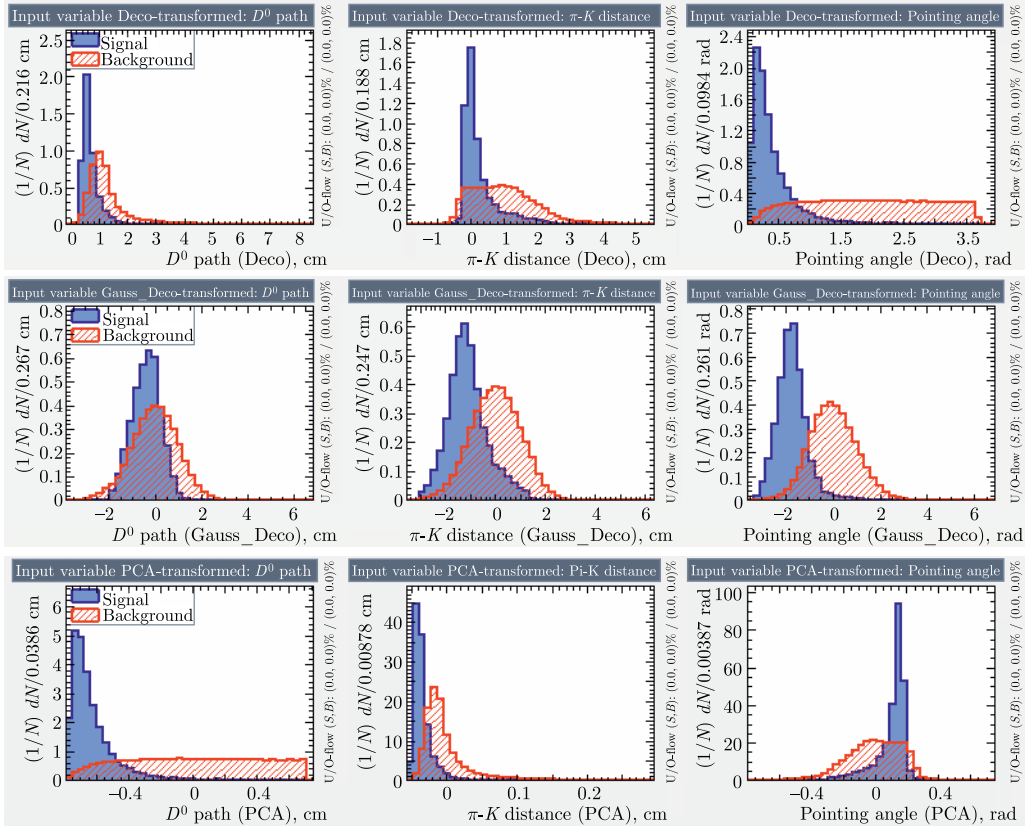


Рис. 15. Распределения входных переменных для сигнальных $D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$ и фоновых событий после преобразования декорреляции (верхний ряд), преобразования Гаусса (средний ряд) и PCA-преобразования (нижний ряд)

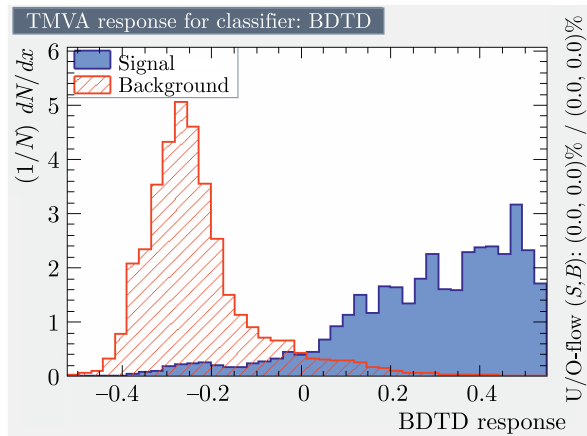


Рис. 16. Распределение откликов классификатора на сигнальные $D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$ и фоновые события

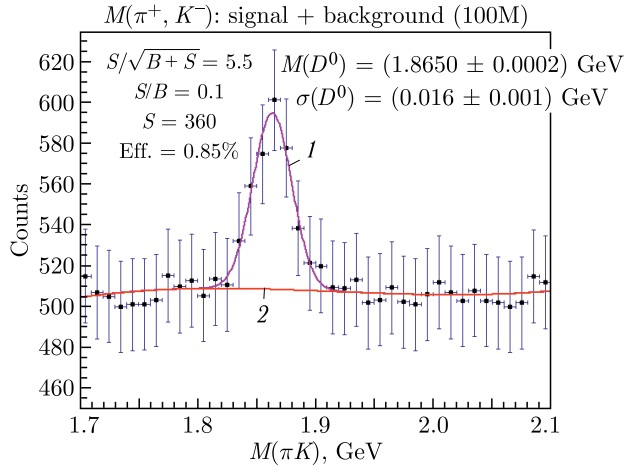


Рис. 17 (цветной в электронной версии). Сигнал D^0 -мезонов в спектре по инвариантной массе, выделенный методом MVA в 10^8 центральных Au + Au-столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ (фиолетовая линия (1) — полный спектр, красная (2) — остаточный комбинаторный фон)

4.2.2. D^+ -мезоны. Реконструкция D^+ в рамках TMVA осуществлялась таким же способом, как и в случае с D^0 -мезонами. Результаты классификации входных переменных при обучении и тестировании с использованием BDT-метода приведены на рис. 18, в соответствии с которым был выбран кат классификатора: BDTD_response > 0,34. Построенный при таком кате суммарный спектр по инвариантной массе продуктов распада D^+ , нормированный на 10^8 центральных Au + Au-столкновений, приведен на рис. 19. Как видно, эффективность реконструкции D^+ -методом MVA составляет 1% на уровне значимости 10,5. Сравнение с результатами, полученными

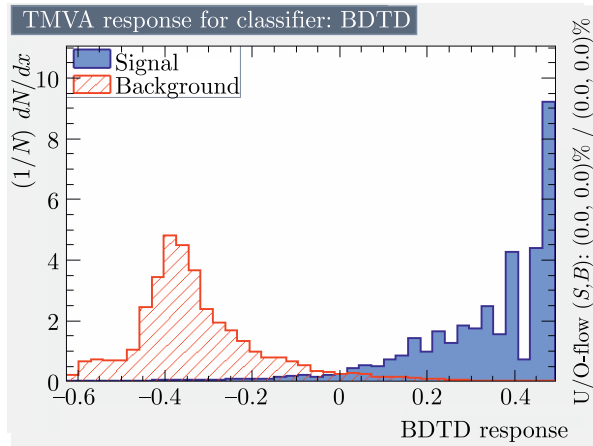


Рис. 18. Распределение откликов классификатора на сигнальные $D^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + K$ и фоновые события

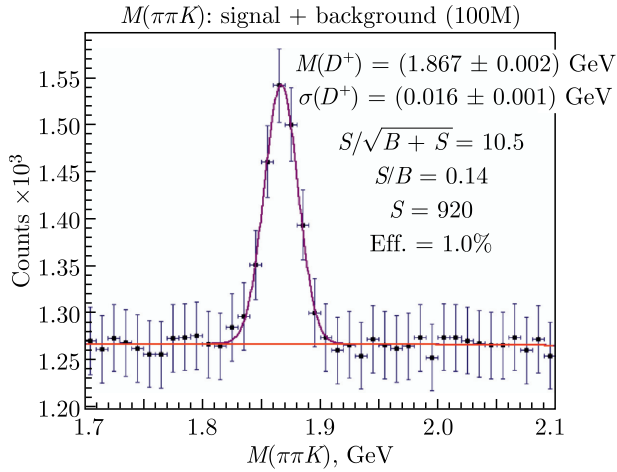


Рис. 19 (цветной в электронной версии). Сигнал D^+ -мезонов в спектре по инвариантной массе, выделенный методом MVA в 10^8 центральных Au + Au-столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ (фиолетовая линия (1) — полный спектр, красная (2) — остаточный комбинаторный фон)

методом топологических катов (см. рис. 13), показывает, что применение многовариантного анализа в случае D^+ позволяет вдвое увеличить эффективность их выделения с более высоким уровнем значимости.

5. Оценка выхода странных и очарованных частиц в эксперименте MPD. Полученные в данной работе оценки эффективности выделения гиперонов и D -мезонов были использованы для оценки их выходов в эксперименте MPD. Как известно, скорость ядро-ядерных взаимодействий при достижении проектной светимости коллайдера NICA будет порядка $8 \cdot 10^3$ событий/с [15]. Тогда, предполагая, что доля центральных Au + Au-столкновений при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ составляет 10%, получим средние значения выходов частиц за 1 мес непрерывной работы коллайдера, приведенные в табл. 3.

Таблица 3. Параметры реконструкции в IT + TPC трековой системе MPD и выходы странных и очарованных частиц в центральных Au + Au-столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ

Параметр	Частица						
	Λ	Ξ^-	Ω^-	D^0		D^+	
Метод реконструкции	ТС	ТС	ТС	ТС	MVA	ТС	MVA
Множественность	20	1,2	10^{-1}	10^{-2}	10^{-2}	10^{-2}	10^{-2}
Число событий	$5 \cdot 10^3$	10^5	10^6	10^8	10^8	10^8	10^8
Эффективность, %	8,0	1,3	1,5	0,80	0,85	0,50	1,0
Значимость $S/\sqrt{S+B}$	112,6	43,4	30,2	5,3	5,5	7,0	10,5
Отношение $S/B(2\sigma)$	11,3	24,4	7,6	0,10	0,10	0,12	0,14
Выход, частиц/мес	$2 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^6$	$6,5 \cdot 10^3$	$7 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^4$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе исследована идентификационная способность трековой системы MPD, включающей времяпроекционную камеру и вершинный детектор на базе пиксельных сенсоров, при регистрации странных и очарованных частиц. Проведены расчеты эффективности выделения гиперонов Λ , Ξ^- , Ω^- и очарованных мезонов D^0 , D^+ по инвариантной массе заряженных продуктов их распада для проектной конфигурации вершинного детектора, обеспечивающей наилучшее пространственное разрешение. Показана принципиальная возможность реконструкции распадов D -мезонов, образующихся в центральных Au + Au-столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ, что открывает перспективы для изучения физики тяжелых ароматов в экспериментах по столкновениям тяжелых ядер на установке NICA-MPD.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-02-40119.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Mueller B.* Hadronic Signals of Deconfinement at RHIC // Nucl. Phys. A. 2005. V. 750. P. 84–97.
2. *Moore G. D., Teaney D.* How Much Do Heavy Quarks Thermalize in a Heavy Ion Collision? // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. P. 064904.
3. *Hees H., Rapp R.* Thermalization of Heavy Quarks in the Quark–Gluon Plasma // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. P. 034907.
4. *Uphoff J., Fochler O., Xu Z., Greiner C.* Heavy-Quark Production in Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions within a Partonic Transport Model // Phys. Rev. C. 2010. V. 82. P. 044906.
5. *Abraamyan Kh. U. et al.* The MPD Detector at the NICA Heavy-Ion Collider at JINR // Nucl. Instr. Meth. A. 2011. V. 628. P. 99–102.
6. *Abelev B. et al.* Technical Design Report for the Upgrade of the ALICE Inner Tracking System // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2014. V. 41. P. 08700.
7. MpdRoot Software. <http://git.jinr.ru/nica/mpdroot>.
8. *Fruehwirth R.* Application of Kalman Filtering to Track and Vertex Fitting // Nucl. Instr. Meth. A. 1987. V. 262. P. 444–450.
9. *Gudima K. K., Mashnik S. G., Sierk A. J.* User Manual for the Code LAQGSM. Los Alamos National Laboratory Report. LA-UR-01-6804. Los Alamos, 2001.
10. *Billoir P.* Track Fitting with Multiple Scattering: A New Method // Nucl. Instr. Meth. A. 1984. V. 225, No. 2. P. 352–366.
11. *Tawfik A. N., Abbas E.* Thermal Description of Particle Production in Au–Au Collisions at STAR Energies // Part. Nucl., Lett. 2015. V. 12, No. 4(195). P. 818–831.
12. *Blume C.* Energy Dependence of Hadronic Observables // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2005. V. 31. P. S57–S68.
13. *Cassing W., Bratkovskaya E. L., Sibirtsev A.* Open Charm Production in Relativistic Nucleus–Nucleus Collisions // Nucl. Phys. A. 2001. V. 691, No. 3. P. 753–778.
14. *Hoecker A., Speckmayer P., Stelzer J., Therhaag J., von Toerne E., Voss H.* TMVA4 — Toolkit for Multivariate Data Analysis with ROOT. arXiv:physics/0703039v5 [physics.data-an]. 2009.
15. *Kekelidze V. D.* NICA Project at JINR: Status and Prospects // J. Instr. 2017. V. 12. P. C06012.

Получено 18 февраля 2020 г.