

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

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

БАРАК РАМИН КАРИМОВИЧ

**ИЗУЧЕНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ  
ГИПЕРОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ VM@N**

Направление подготовки 14.04.02 «Ядерная физика и технологии»

Диссертация на соискание степени магистра

Научный руководитель,  
д.ф.-м.н., в.н.с.

\_\_\_\_\_ К. М. Белоцкий

Научный консультант,  
к.ф.-м.н., в.н.с.

\_\_\_\_\_ С. П. Мерц

Москва 2023

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

**ИЗУЧЕНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ  
ГИПЕРОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ VM@N**

Студент	_____ Р. К. Барак
Научный руководитель, д.ф.-м.н., в.н.с.	_____ К. М. Белоцкий
Научный консультант, к.ф.-м.н., в.н.с.	_____ С. П. Мерц
Рецензент, д.ф.-м.н.	_____ М. В. Завертяев
Секретарь ГЭК, к.ф.-м.н.	_____ А. А. Кириллов
Зав. каф. №40, д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов
Рук. учеб. прог., д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов

## АННОТАЦИЯ

В рамках диссертации «Изучение возможности восстановления гиперонов в эксперименте  $BM@N$ » было проведено исследование возможности восстановления лямбда-гиперонов и короткоживущих нейтральных  $K$ -мезонов в эксперименте  $BM@N$ . В процессе работы было исследовано влияние разных источников ухудшения сигнала гиперонов в распределении по инвариантной массе. Впервые был проделан количественный анализ влияния этих источников и было выявлено, что именно размытие пучка больше всего отрицательно влияет на окончательный результат. Также был проделан анализ множественности восстановленных гиперонов в ячейках фазового пространства.

Глава 1 посвящена краткому описанию установки  $BM@N$  на ускорительном комплексе NICA.

В главе 2 представлено краткое описание программного пакета  $BmnRoot$ .

В главе 3 рассмотрены методы моделирования и реконструкции, которые были использованы в данной работе. Для начала разъясняется понятие виртуального Монте-Карло, дается краткое объяснение генераторов событий и упоминаются несколько самых известных генераторов, которые можно использовать благодаря виртуальному интерфейсу. Далее рассказывается про этапы моделирования и реконструкции на эксперименте  $BM@N$ .

Глава 4 посвящена результатам, полученным в этой работе. Был разработан алгоритм для восстановления двухчастичных распадов гиперонов. Были рассмотрены четыре источника ухудшения сигнала: размытие пучка, триггерные детекторы  $SiMD$  и  $BD$  (каждый по отдельности), и мишень. С помощью количественного анализа влияния этих источников ухудшения было показано, что именно размытие пучка больше всего отрицательно влияет на восстановление гиперонов. Далее был проделан анализ, связанный с оценкой множественности реконструированных гиперонов в фазовом пространстве.

Общий объём работы — 36 страниц. В ней имеется 2 таблицы и 34 рисунка.

# ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>Введение</b>	<b>4</b>
<b>1 Эксперимент VM@N</b>	<b>6</b>
<b>2 Программный комплекс VmnRoot</b>	<b>9</b>
<b>3 Моделирование и реконструкция</b>	<b>10</b>
3.1 Виртуальный Монте-Карло . . . . .	10
3.2 Генераторы событий . . . . .	11
3.3 Моделирование эксперимента VM@N . . . . .	13
3.4 Реконструкция событий в эксперименте VM@N . . . . .	14
<b>4 Результаты</b>	<b>16</b>
4.1 Результаты восстановления $\Lambda^0$ . . . . .	18
4.1.1 Определение погрешностей вычисления . . . . .	22
4.2 Результаты восстановления $K_s^0$ . . . . .	23
4.3 Распределение множественности восстановленных гиперонов в фазовом пространстве . . . . .	26
<b>Заключение</b>	<b>33</b>
<b>Список литературы</b>	<b>34</b>

# ВВЕДЕНИЕ

Релятивистские столкновения тяжелых ионов позволяют изучать ядерную материю в случаях экстремальной плотности и температуры. Во время таких столкновений ядерная материя нагревается и сжимается за очень короткий промежуток времени. При более высоких температурах присутствует смесь барионов, антибарионов и мезонов<sup>1</sup>, обозначаемая как адронная материя или барионная материя, если преобладают барионы. В случае достаточно большой плотности энергии в образовавшемся фаерболе становится видна кварк-глюонная субструктура нуклонов. При еще более высоких температурах или в случае больших плотностей адроны плавятся, а составляющие (кварки и глюоны) образуют так называемую кварк-глюонную плазму (КГП). В этих экстремальных условиях можно изучать следующие особенности сильно взаимодействующей материи: уравнение состояния (УСС) сильно взаимодействующей материи при высоких температурах и высоких суммарных барионных плотностях [1], микроскопическую структуру сильно взаимодействующей материи как функция температуры и плотности барионов, модификации адронов в среде, которые могут дать информацию о начале восстановления киральной симметрии. Поскольку теоретические модели предлагают различные возможные сценарии для описания этих особенностей сильно взаимодействующей материи, необходимы новые экспериментальные данные с высоким разрешением, чтобы иметь возможность отслеживать все различные теоретические предсказания [2–10]. Из теоретических моделей ожидается, что переход от адронной материи к кварк-глюонной плазме сопровождается образованием странных частиц.

**Целью данной работы** было исследование способности восстановления лямбда-гиперонов ( $\Lambda^0$ ) и короткоживущих нейтральных К-мезонов ( $K_s^0$ ) по реконструированным трекам. В работе были исследованы источники возникновения ложных и вторичных треков заряженных частиц и их влияние на восстановление гиперонов. Анализ проводился на данных, генерированных методом Монте-Карло.

---

<sup>1</sup>Все сильно взаимодействующие частицы.

### **Задачи представленной работы:**

- Моделирование и реконструкция данных для анализа;
- Разработка и реализация алгоритма для восстановления гиперонов;
- Определение источников повышения фона в массовом распределении;
- Исследование влияния источников фона на качество восстановления;
- Исследование зависимости множественности гиперонов от фазового пространства.

**Новизна представленной работы**, состоит в количественном анализе источников возникновения ложных и вторичных треков заряженных частиц. Также был начат анализ множественности реконструированных гиперонов в фазовом пространстве.

**Апробация результатов** — результаты этой работы были представлены на следующих конференциях:

- XVII Всероссийская молодежная научно-инновационная школа «МАТЕМАТИКА И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ», г. Саров, 2023;
- 65-я Всероссийская научная конференция МФТИ, г. Долгопрудный, 2023;
- 10-е коллаборационное совещание эксперимента  $BM@N$  на установке NICA, г. Санкт-Петербург, 2023;
- XII ежегодная конференция молодых ученых и специалистов «Алушта-2023», г. Алушта, 2023.

Краткое описание установки  $BM@N$  на ускорительном комплексе NICA представлено в главе 1. Глава 2 посвящена описанию пакета `VmnRoot`. В главе 3 рассказывается про методы моделирования и реконструкции, которые используются на эксперименте  $BM@N$ . В главе 4 представлены результаты, полученные в этой работе. Общие выводы представлены в заключении.

# 1 ЭКСПЕРИМЕНТ VM@N

В Объединенном институте ядерных исследований (г.Дубна) реализуется проект по созданию ускорительно-накопительного комплекса NICA (Nuclotron-based Ion Collider Facility). Схематическое изображение комплекса представлено на рисунке 1.1.



Рисунок 1.1 — Схема расположения основных ускорителей и экспериментальных установок коллайдерного комплекса NICA

Ускорительно-накопительный комплекс NICA состоит из нескольких основных частей:

1) Ускорительный блок, состоящий из:

- источников ионов, линейного ускорителя легких и тяжелых ионов;
- сверхпроводящего синхротрона — Бустера;
- сверхпроводящего синхротрона Нуклотрон;
- каналов вывода и перевода пучков из одной части в другую;
- сверхпроводящего коллайдера.

2) Экспериментальные установки:

- VM@N — для изучения плотной барионной материи на выведенных пучках Нуклотрона.

- MPD — для изучения плотной барионной материи на встречных пучках Коллайдера.
  - SPD — для изучения спиновой структуры нуклона на встречных поляризованных пучках Коллайдера.
- 3) Инновационный блок, включающий в себя экспериментальные установки и зоны для решения актуальных прикладных задач, развития микроэлектроники, а также медико-биологических исследований.
  - 4) Компьютерно-информационный блок, представляющий собой информационно -вычислительный комплекс для обработки, анализа и хранения экспериментальных данных, а также проведения моделирования.

Научная программа исследований, планируемая на комплексе NICA, охватывает значительную область ядерной физики, связанной со свойствами сильновзаимодействующей материи в реакциях с тяжелыми ионами, а также поляризованными частицами и легкими ядрами. Одним из приоритетных направлений на комплексе являются экспериментальные исследования фазовых переходов и критических явлений в сильно-взаимодействующей ядерной материи при экстремальных плотностях [11].

Эксперимент BM@N (Baryonic Matter at Nuclotron) работает на выведенных пучках и является первым действующим экспериментом на комплексе NICA. Его схематическое изображение представлено на рисунке 1.2. Целью эксперимента является исследование столкновений элементарных частиц и ионов с неподвижной мишенью при энергиях до 4 ГэВ на нуклон в лабораторной системе.

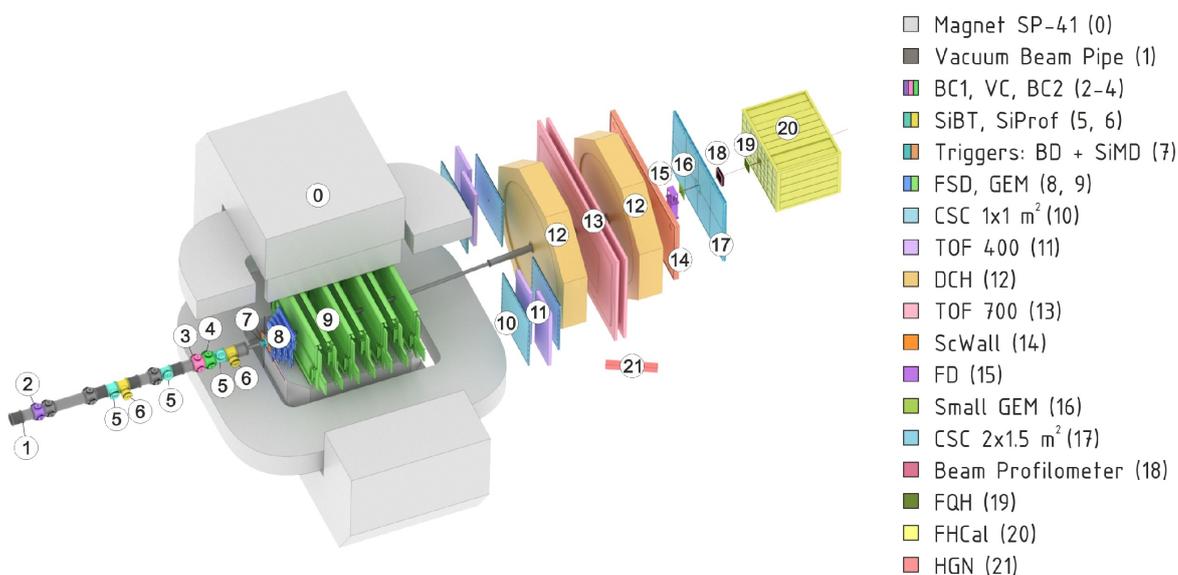


Рисунок 1.2 — Схема экспериментальной установки BM@N используемая в сеансе 2022-2023 гг

Предлагаемые темы исследования на установке  $BM@N$ : элементарные реакции ( $p + p$ ,  $p + n$ ) и холодная ядерная материя ( $p + A$ ), свойства плотной барионной материи при столкновениях тяжелых ионов с неподвижной мишенью, эффекты в среде, рождение гиперматерии, странность и адронная фемтоскопия. Такие параметры, как выход частиц, спектр поперечного импульса, быстрота и угловое распределение, будут изучаться в зависимости от энергии столкновения и центральности.

Установка должна с высокой эффективностью идентифицировать образующиеся частицы и с высокой точностью оценивать их параметры, чтобы иметь возможность провести надлежащее исследование горячего вещества. Для достижения такой высокой точности и эффективности  $BM@N$  сочетает в себе высокоточные измерения треков с информацией о времени пролета, регистрируемой детекторами для идентификации частиц, и измерениями полной энергии для определения характеристик событий.

Мишень расположена внутри дипольного широкоапертурного магнита SP-41 с магнитным полем до 0.9 Тл для  $u$ -проекции. Помимо мишенного узла внутри магнита располагаются трековые детекторы: 4 кремниевых плоскости FSD (Forward Silicon Detector) и 7 станций газовых электронных умножителей GEM (Gaseous Electron Multiplier). С помощью этих детекторов восстанавливаются траектории заряженных частиц и оцениваются их параметры. Для идентификации адронов и легких ядер используются время-пролетные (Time-of-Flight) детекторы ToF-400 и ToF-700. Для повышения эффективности идентификации частиц между магнитом SP-41 и время-пролетными детекторами расположен внешний трекер, состоящий из 2 дрейфовых камер DCH (Drift Chamber) и 5 катодно-стриповых камер CSC (Cathod-Strip Chamber). Для измерения заряда фрагментов и оценки центральности используется передний адронный калориметр FHCAL (Forward Hadron Calorimeter).

## 2 ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС VMNROOT

Проведение эксперимента VM@N требует качественного программного обеспечения, позволяющего как провести процедуру моделирования работы экспериментальной установки, так и обеспечить восстановление данных. Моделирование включает в себя разработку геометрических моделей детекторов, написание соответствующих классов и внесение их в процедуру Монте-Карло моделирования. Программное обеспечение экспериментальной части обеспечивает запись и хранение данных, собранных в течение эксперимента, проведение процедуры геометрического выравнивания детекторных подсистем а также реконструкцию событий и дальнейший физический анализ набранных данных. Для решения данного комплекса проблем разрабатывается программный пакет VmnRoot. Он обеспечивает широкий набор возможностей для создания моделей детекторов, реализации Монте-Карло генераторов событий, развития алгоритмов реконструкции и физического анализа данных, зарегистрированных установкой VM@N. Программный пакет VmnRoot [12] реализован на языке программирования C++ и основан на среде ROOT[13] и объектно-ориентированной среде FairRoot[14].

Модульность пакета позволяет обеспечить универсальность и гибкость. Несвязанными между собой задачами могут заниматься различные группы исследователей (например, детекторные группы и группы физического анализа), используя один и тот же инструмент. В задачах моделирования обеспечивается возможность переключения между различными транспортными пакетами, такими как Geant3, Geant4 и Fluka без каких либо изменений в пользовательском коде. Также для реалистичного моделирования конкретных событий могут использоваться различные типы генераторов событий, такие как URQMD, Pythia, DCM-SMM, DQSM и другие.

Данные моделирования, записываются таким образом, чтобы их структура соответствовала экспериментальным данным, записываемым с детекторов. Таким образом, алгоритм реконструкции одинаков как для данных эксперимента, так и для данных моделирования.

## 3 МОДЕЛИРОВАНИЕ И РЕКОНСТРУКЦИЯ

### 3.1 ВИРТУАЛЬНЫЙ МОНТЕ-КАРЛО

Есть два способа смоделировать поведение некоторой системы: аналитическое описание ее эволюции или вероятностный подход. В случае аналитического описания эволюции для решения динамических уравнений используются численные схемы, а в случае вероятностного подхода используются псевдослучайные числа на каждом шаге для выбора одного физического процесса из многих. При рассмотрении взаимодействий частиц с веществом обычно выбирают второй подход из-за многообразия возможных физических процессов и их дискретности. Это так называемый метод «Монте-Карло», поскольку он основан на псевдослучайных числах.

Класс `TVirtualMC` среды ROOT предоставляет виртуальный интерфейс для приложений Монте-Карло, который позволяет пользователю создавать симуляцию, независимую от какой-либо фактической базовой реализации самого метода Монте-Карло. Во время выполнения можно выбрать одну из конкретных реализаций Монте-Карло<sup>1</sup>, что позволяет проводить сравнение между ними<sup>2</sup> с помощью одного приложения. Концепция виртуального Монте-Карло была первоначально разработана в рамках проекта Alice Software Project[15].

Моделирование на основе метода Монте-Карло описывает входные частицы рассматриваемого процесса, их взаимодействия и рассматриваемый детектор. Определение всех вышеперечисленных параметров происходит на этапе инициализации. Отслеживание происходит следующим дискретным образом: определяется объем детектора, в котором находится частица в каждый момент времени, за которым следует выбор с помощью псевдослучайных чисел одного из многих возможных физических процессов для имитации взаимодействия частицы внутри материи. В случае взаимодействия энергия, потерянная частицей из-за этого события, вычисляется и вычитается из ее кинетической энергии.

---

<sup>1</sup>Таких как Geant3, Geant4 и Fluka.

<sup>2</sup>Это необходимо для оценки теоретических неопределенностей.

Как только значение последнего достигает нуля порогового значения, частица перестает распространяться по объему и, таким образом, расчет завершается.

После вычисления всех потерь энергии всех частиц необходимо смоделировать поведение считывающей электроники. Этот процесс обычно также включает использование генераторов псевдослучайных чисел, по крайней мере, для имитации конечного разрешения любого реального измерительного устройства.

Виртуальный Монте-Карло (VMC) позволяет запускать различные Монте-Карло моделирования без изменения пользовательского кода и, следовательно, формата ввода и вывода, а также определения геометрии и отклика детектора. Он предоставляет набор интерфейсов, которые полностью отделяют зависимости между пользовательским кодом и конкретным методом Монте-Карло. Реализация интерфейса VMC предусмотрена для двух транспортных кодов Монте-Карло, Geant3 и Geant4, и теперь полностью интегрирована с геометрическим пакетом ROOT TGeo. Пользователи могут легко определить свое приложение VMC с помощью определения геометрии TGeo, как показано на рисунке 3.1.

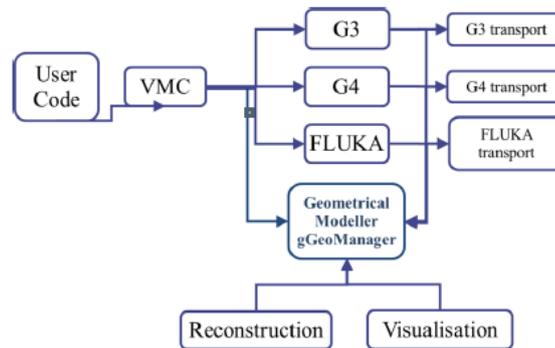


Рисунок 3.1 — Схема gGeoManager для Монте-Карло моделирования и последующего использования в реконструкции и визуализации [16]

## 3.2 ГЕНЕРАТОРЫ СОБЫТИЙ

Генераторы событий — это программные библиотеки, которые по определенным теоретическим и экспериментальным законам генерируют события столкновения частиц с мишенью. Генераторы Монте-Карло в настоящее время являются важными компонентами экспериментального анализа, а также широко используются теоретиками для сравнения экспериментальных результатов с теоретическими предсказаниями.

Монте-Карло генераторы позволяют включать теоретические модели, ин-

теграцию фазового пространства в нескольких измерениях, эффекты детектора и определение эффективности и приемлемости для новых физических процессов. Все генераторы событий разбивают моделирование на набор фаз, таких как состав и субструктура в начальном состоянии, жесткий процесс, партонный ливень, резонансные распады, многократное рассеяние, адронизация и дальнейший распад. В результате генератор событий создает частицы конечного состояния, которые затем передаются в транспортный код (Geant3, Genat4, Fluka), что позволяет точно прогнозировать работу экспериментальной установки.

VmnRoot поддерживает расширенный набор генераторов событий для столкновений частиц, многие из которых обычно используются в экспериментах физики высоких энергий. Полный список поддерживаемых генераторов представлен на рисунке 3.2.

- Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics (UrQMD)
  - Quark Gluon String Model (QGSM, LAQGSM)
  - Shield
  - Parton Hadron String Dynamics (PHSD, HSD)
  - Pluto
  - Hybrid UrQMD
  - EPOS
  - 3 Fluid Dynamics (for baryon stopping)
- } Nuclear fragments  
 } Flows  
 } Femtoscopy

Рисунок 3.2 — Список генераторов событий, поддерживаемых средой VmnRoot [16]

Место генераторов событий в технологической цепочке эксперимента по физике высоких энергий показано на рисунке 3.3.

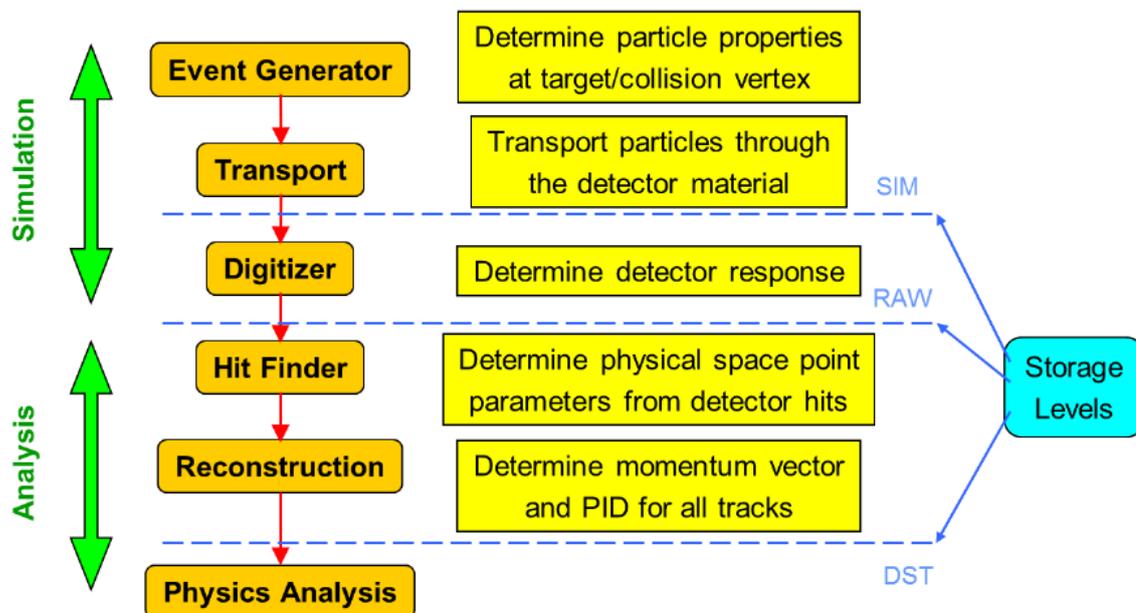


Рисунок 3.3 — Этапы моделирования и анализа эксперимента BM@N [16]

### 3.3 МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА BM@N

Моделирование эксперимента BM@N охватывает интересующие частицы, их взаимодействия, геометрию системы обнаружения, используемые материалы, генерацию тестовых событий частиц, записи энергий и треков, а также визуализацию системы обнаружения и событий столкновения.

Транспортные пакеты используются для перемещения частиц через экспериментальную установку из файлов исходного состояния<sup>3</sup>. Одним из таких пакетов является Geant4, который был разработан в CERN и наиболее часто используется сегодня.

Транспортные пакеты влекут за собой подробное описание геометрии детектора и распространения всех частиц через материалы и среду детектора. Во время слежения транспортный пакет создает отклики детектора в виде так называемых Монте-Карло точек, которые затем используются в процессе реконструкции. Чтобы оценить работу как программного обеспечения, так и детектора, реконструированная информация о частицах сравнивается с информацией, полученной непосредственно из генерации методом Монте-Карло.

<sup>3</sup>Файлы источника, созданные генераторами событий.

## 3.4 РЕКОНСТРУКЦИЯ СОБЫТИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ВМ@N

Реконструкция событий относится к процессу восстановления информации, полученной при столкновении пучка с мишенью и состоит из следующих основных этапов:

- Реконструкция хитов <sup>4</sup>
- Реконструкция траекторий частиц
- Поиск первичной вершины взаимодействия
- Идентификация частиц

Одним из распространенных подходов к реконструкции треков в экспериментальной физике высоких энергий является так называемый метод фильтрации Калмана[17]. Этот конкретный метод позволяет сочетать процессы распознавания образов и подгонки треков и также правильно обрабатывает многократное рассеяние. Фильтр Калмана представляет собой набор математических уравнений, который обеспечивает рекурсивное решение уравнения движения частицы в веществе. Алгоритм начинается с отслеживания кандидатов, для которых оцениваются векторы начальных параметров и матрицы ковариаций. Затем эти кандидаты распространяются к следующему хиту и вектор состояния и ковариационная матрица обновляются, используя информацию о новом измерении.

Первичная вершина восстанавливается путем экстраполяции всех реконструированных треков обратно в область мишени. Затем определяется глобальное среднее — пространственная точка, расположенная средневзвешанно от всех треков в области мишени. На рисунке 3.4 показана цепочка обработки экспериментальных и смоделированных данных.

---

<sup>4</sup>хит — восстановленная пространственная позиция попадания частицы в чувствительный объем детектора

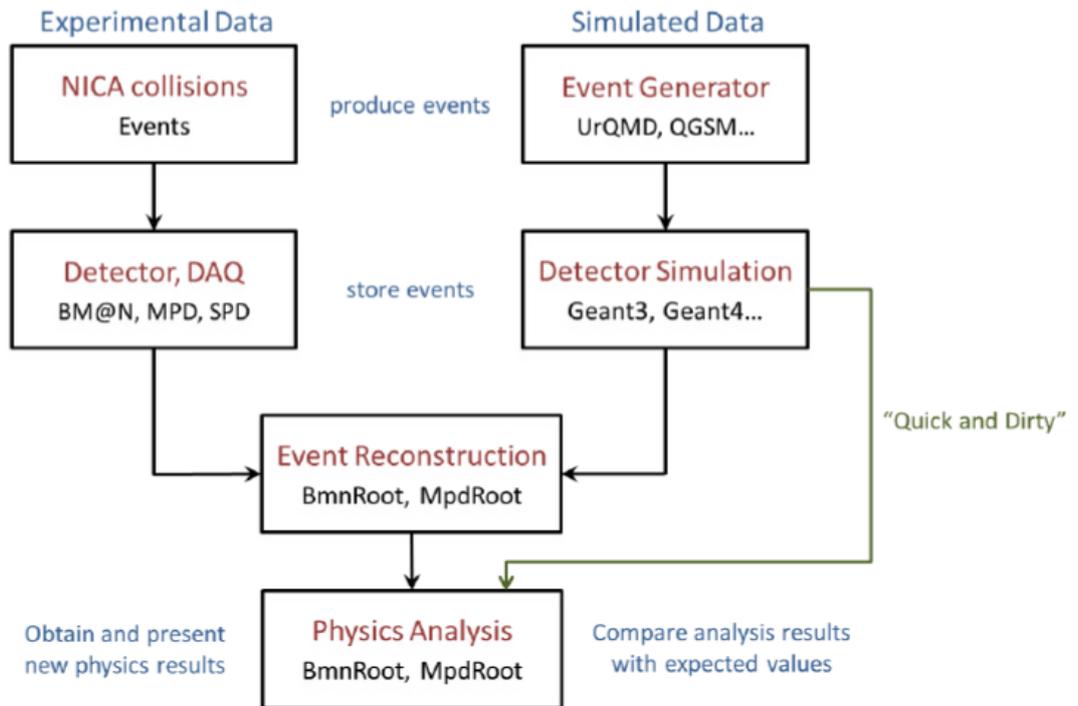


Рисунок 3.4 — Цепочка обработки экспериментальных и смоделированных данных [16]

## 4 РЕЗУЛЬТАТЫ

Гипероны  $\Lambda^0$  и  $K_S^0$  являются нестабильными частицами<sup>1</sup>, основные каналы распада для них указаны в следующих формулах:

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-, \quad (4.1)$$

$$\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0, \quad (4.2)$$

$$K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-, \quad (4.3)$$

$$K_S^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0. \quad (4.4)$$

Поскольку в эксперименте VM@N нейтрально заряженные частицы не детектируются, интерес представляют только распады (4.1) и (4.3).

Для восстановления лямбда-гиперонов и короткоживущих нейтральных каонов, были разработаны алгоритмы, основанные на переборе пар частиц с разными знаками, вычислении инвариантной массы и наложении ряда геометрических ограничений на параметры каждой пары. Некоторые из этих параметров показаны на рисунке 4.1.

---

<sup>1</sup>Среднее время жизни  $\Lambda^0$  равно  $(2.631 \pm 0.020) \cdot 10^{-10}$ с., а среднее время жизни  $K_S^0$  равно  $(8.954 \pm 0.004) \cdot 10^{-11}$ с.

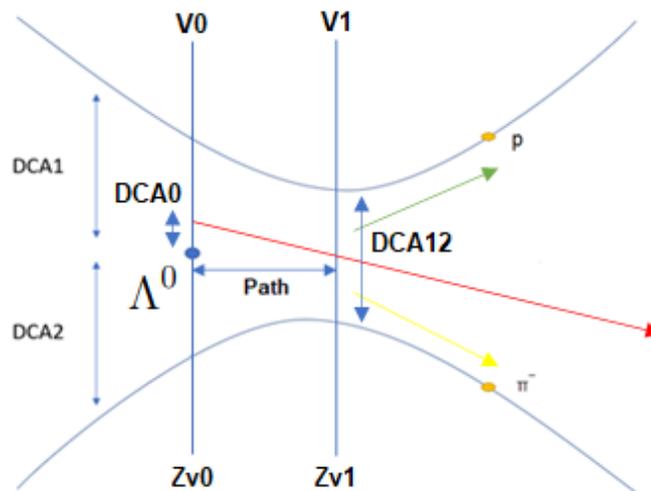


Рисунок 4.1 — Схема распада  $\Lambda^0$  на протон и отрицательный  $\pi$ -мезон. Представлены параметры, учитываемые при поиске  $\Lambda^0$

Синяя точка слева является точкой рождения предполагаемого лямбда-гиперона.  $V_0$  — первичная вершина взаимодействия.  $V_1$  — вторая вершина и предполагаемое место распада  $\Lambda^0$  на протон и отрицательный  $\pi$ -мезон. Путь — (обозначен как «path» на рисунке 4.1) расстояние от первичной вершины до точки распада. Параболические линии представляют траектории протона и отрицательного  $\pi$ -мезона. DCA12 — расстояние между протоном и отрицательным  $\pi$ -мезоном в точке распада  $\Lambda^0$ , а DCA1 и DCA2 — расстояния от протона до вершины и от  $\pi$ -мезона до вершины на плоскости Z вершины. Суть метода восстановления двухраспадных частиц заключается в отборе таких пар, для которых DCA12 минимизируется, а DCA1 и DCA2 максимизируются. Другими интересующими параметрами являются импульсы протона и отрицательного  $\pi$ -мезона и их псевдобыстроты. Ситуация с короткоживущим нейтральным каоном аналогична и представлена на рисунке 4.2. В качестве критерия восстановления гиперонов служит наличие пика на распределении пар по инвариантной массе.

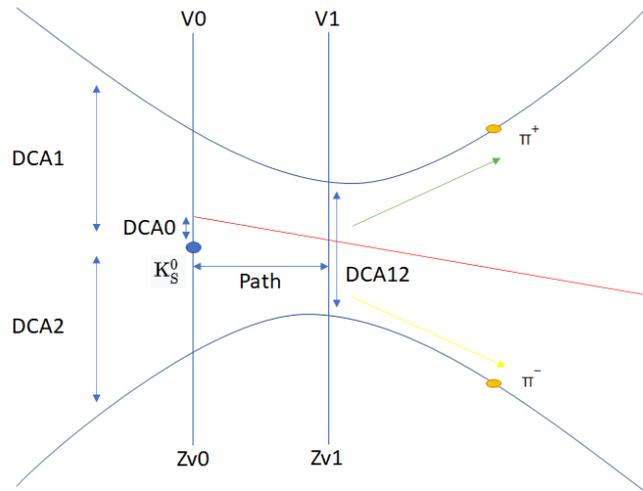


Рисунок 4.2 — Схема распада  $K_S^0$  на положительный и отрицательный  $\pi$ -мезоны. Представлены параметры, учитываемые при поиске  $K_S^0$

## 4.1 РЕЗУЛЬТАТЫ ВОССТАНОВЛЕНИЯ $\Lambda^0$

На первом шаге с помощью генератора событий DCM-SMM[18] было смоделировано и реконструировано 100000 событий столкновения ионов ксенона с мишенью цезий-йод для идеального случая которым будем называть минимальное присутствие реалистичных эффектов в моделировании. Далее, по описанному выше алгоритму были подобраны геометрические критерии распада  $\Lambda^0$  (DCA12, DCA1, DCA2, path), для которых реализуется наибольшее значение пика на распределении по инвариантной массе. Затем было проведено фитирование полученных результатов: пик соответствующий лямбда-гиперону, с помощью нормального распределения [19], а фон с помощью произведения корневой функции функции, описывающей левый фронт распределения фона, и экспоненциальной функции, описывающей спадание фона правее пика. Окончательная функция, с помощью которой было проведено фитирование распределения пар по инвариантной массе является суммой этих кривых. После этого были получены параметры фитирования и вычислены отношение сигнал/фон [20] и эффективность. Оба критерия позволяют количественно оценить алгоритм восстановления  $\Lambda^0$ . Результат показан на рисунке 4.3.

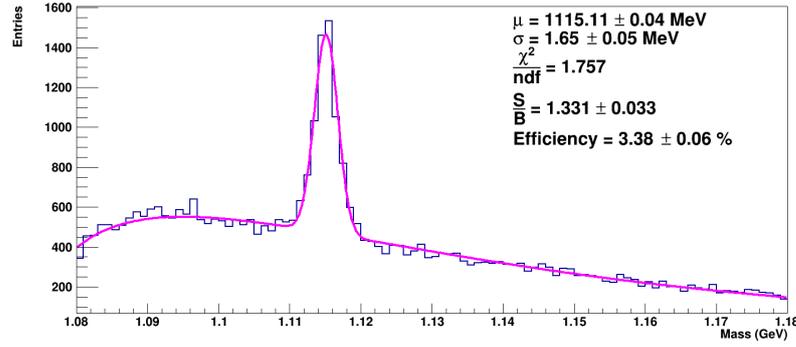


Рисунок 4.3 — Распределение пар по инвариантной массе в идеальном случае для 100000 событий для  $\Lambda^0$

Отношение сигнал/фон говорит, насколько присутствие  $\Lambda^0$  выявлено среди фона и определяется соотношением сигнала  $S$  и фона  $B$  следующим образом:

$$\frac{S}{B}. \quad (4.5)$$

Эффективность восстановления  $\Lambda^0$  определяется отношением числа восстановленных гиперонов ( $N_{\text{signal}}$ ) к общему количеству  $\Lambda^0$ , полученному с помощью Монте-Карло генератора ( $N_{\text{generated}}$ ):

$$Efficiency = \frac{N_{\text{signal}}}{N_{\text{generated}}} \cdot 100\%, \quad (4.6)$$

Для вычисления эффективности необходимо определить количество восстановленных  $\Lambda^0$  ( $N_{\text{signal}}$ ). Для этого из гистограммы распределения пар по инвариантной массе вычитается значение фона под пиком. Эту величину можно получить из фитирования.

Пик в распределении по инвариантной массе на рисунке 4.3 соответствует «присутствию» лямбда-гиперона. Полученные среднее значение и среднеквадратичное отклонение соответствуют ожиданию и соотношение сигнал/фон тоже хорошее ( $>1$ ).

После этого та же процедура была проделана для случая с возможными источниками ухудшения сигнала (размытие пучка, наличие материала мишени, наличие триггерных детекторов SiMD и BD).

Размытие пучка

В наименее реалистичном случае принимается, что пучок  $u$  является точеч-

ным в поперечной плоскости. Но в реальности присутствует размытие пучка в поперечной плоскости, а также небольшой разброс по углу. Этим параметром можно управлять в моделировании.

### Наличие триггерных детекторов SiMD и VD

На рождение вторичных частиц и, как следствие, повышение фона в массовых распределениях лямбда-гиперонов и короткоживущих нейтральных каонов, может влиять наличие вещества триггерных детекторов, расположенных после мишени до трековых детекторов. В работе рассматривались случаи наличия или отсутствия материала этих детекторов в моделировании.

### Наличие материала мишени

Так как мишень является протяженным объектом, то помимо первичного взаимодействия пучка с мишенью, возникают взаимодействия вторичных частиц с ядрами мишени. Это также может быть источником повышенного фона в массовых спектрах. Наличием или отсутствием материала мишени в моделировании также можно управлять.

Результат восстановления  $\Lambda^0$  в случае наличия всех перечисленных источников ухудшения сигнала показан на рисунке 4.4.

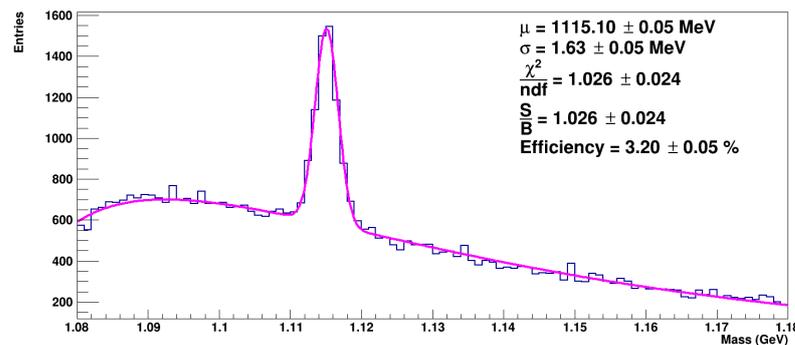


Рисунок 4.4 — Фитированное распределение по инвариантной массе с учетом всех четырех возможных источников ухудшения для 100000 событий

Из параметров на рисунке видно, что и отношение сигнал/фон и эффективность ожидаемо ухудшились.

После этого был начат анализ влияния на конечные результаты каждого из источников индивидуально. На рисунках 4.5, 4.6, 4.7 и 4.8 показаны результаты полученные на данный момент для всех этих случаев.

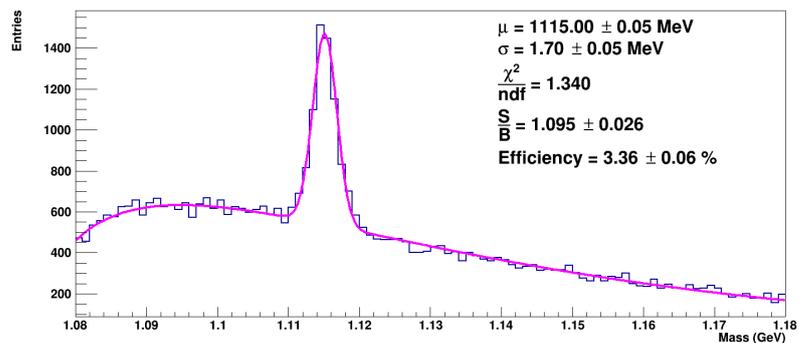


Рисунок 4.5 — Фитированное распределение по инвариантной массе с учетом размытия пучка для 100000 событий

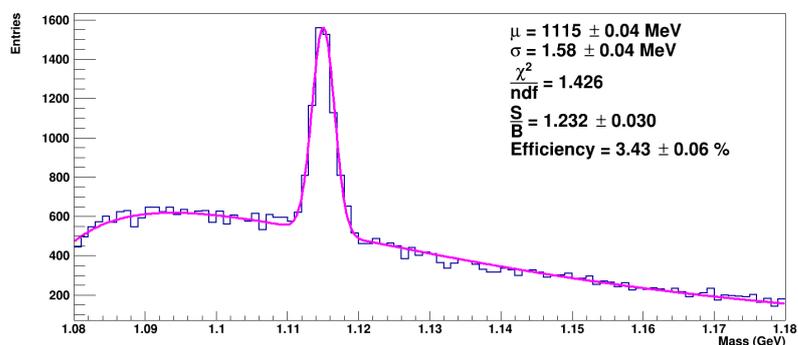


Рисунок 4.6 — Фитированное распределение по инвариантной массе с учетом мишени для 100000 событий

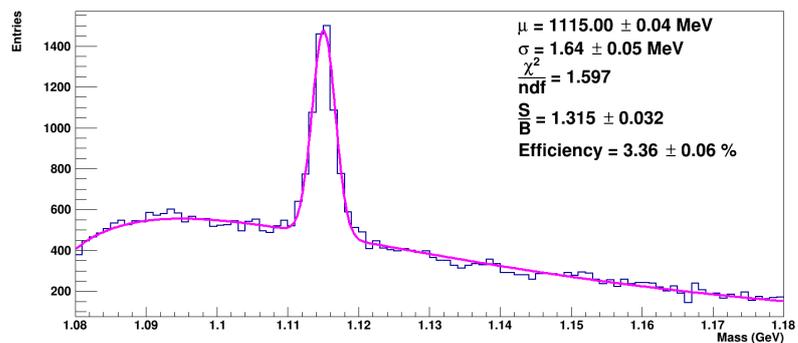


Рисунок 4.7 — Фитированное распределение по инвариантной массе с учетом ВД для 100000 событий

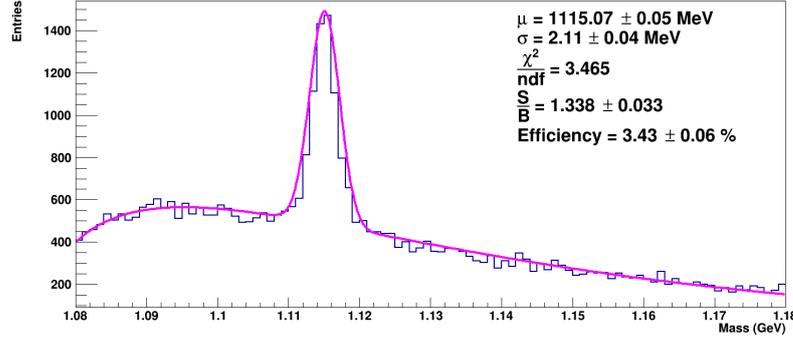


Рисунок 4.8 — Фитированное распределение по инвариантной массе с учетом SiMD для 100000 событий

### 4.1.1 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОГРЕШНОСТЕЙ ВЫЧИСЛЕНИЯ

В проводимом анализе фигурируют четыре основные величины: сигнал, фон, отношение сигнал/фон и эффективность. В случае вычисления фона в качестве погрешности было взято значение  $\delta B = \sqrt{B}$ . Ситуация с сигналом, отношением сигнал/фон и эффективностью сложнее: они не вычисляются напрямую, поэтому здесь нужно воспользоваться общей формулой для вычисления ошибок [21]:

$$\delta q(x, \dots, z) = \sqrt{\left(\frac{\partial q}{\partial x} \cdot \delta x\right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial q}{\partial z} \cdot \delta z\right)^2}. \quad (4.7)$$

Сигнал вычисляется с помощи следующего соотношения:

$$S = T - B, \quad (4.8)$$

где  $T$  является суммой сигнала и фона (фактически, количеством входов в гистограмму под пиком), а  $B$  — фоном. Используя формулу (4.7) и отношение (4.8) в конечном итоге получаем:

$$\delta S = \sqrt{\delta T^2 + \delta B^2} = \sqrt{S + 2B} \quad (4.9)$$

Используя (4.7), получим следующее:

$$\delta \left(\frac{S}{B}\right) = \sqrt{\left(\frac{1}{B} \cdot \delta S\right)^2 + \left(-\frac{S}{B^2} \cdot \delta B\right)^2}. \quad (4.10)$$

Ту же самую процедуру можно проделать для вычисления погрешности в случае расчета эффективности:

$$\delta\epsilon = \sqrt{\left(\frac{1}{N_{\text{generated}}} \cdot \delta N_{\text{signal}}\right)^2 + \left(-\frac{N_{\text{signal}}}{N_{\text{generated}}^2} \cdot \delta N_{\text{generated}}\right)^2}. \quad (4.11)$$

Все значения с учетом погрешностей (вычисленных с помощью (4.9), (4.10) и (4.11)) указаны в сравнительной таблице 4.1.

Таблица 4.1 — Значение сигнала, фона, отношения сигнал/фон и эффективности для разных случаев

	S	B	$\frac{S}{B}$	Efficiency (%)
Идеальный случай	3802 ± 98	2855 ± 53	1.33 ± 0.04	3.38 ± 0.09
Все источники ухудшения	3615 ± 103	3522 ± 59	1.03 ± 0.03	3.20 ± 0.09
SiMD	3851 ± 98	2878 ± 54	1.34 ± 0.04	3.43 ± 0.09
BD	3788 ± 98	2881 ± 54	1.32 ± 0.04	3.36 ± 0.09
Мишень	3860 ± 101	3133 ± 56	1.23 ± 0.04	3.43 ± 0.09
Размытие пучка	3583 ± 101	3273 ± 57	1.10 ± 0.04	3.36 ± 0.10

В таблице 4.1 зеленым цветом обозначены наилучшие значения четырех параметров, красным — наихудшие. Видно, что четыре из четырёх параметров являются наихудшими в случае размытия пучка. Так как разница между эффективностями относительно мала (составляет 0.23 % в худшем случае) можно заключить, что размытие пучка является главным источником ухудшения сигнала в случае с реконструкцией лямбда-гиперонов.

## 4.2 РЕЗУЛЬТАТЫ ВОССТАНОВЛЕНИЯ $K_s^0$

Аналогичный анализ был проделан для короткоживущих нейтральных каонов. Результаты показаны на рисунках 4.9, 4.10, 4.11, 4.12, 4.13, 4.14 и в таблице 4.2.

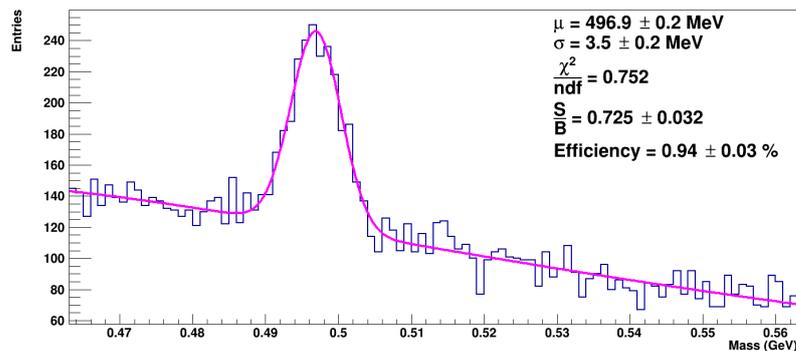


Рисунок 4.9 — Фитированное распределение по инвариантной массе в идеальном случае для 100000 событий

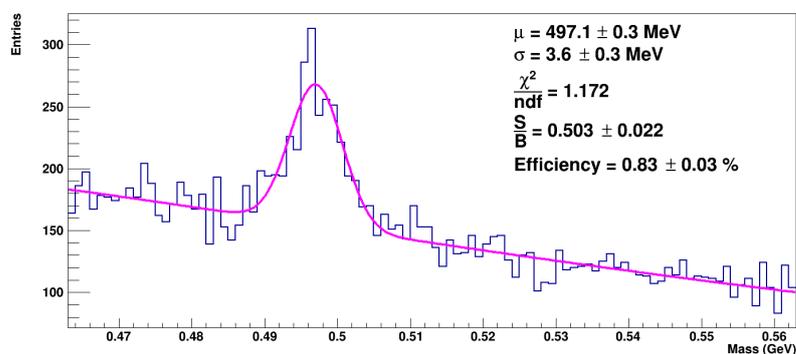


Рисунок 4.10 — Фитированное распределение по инвариантной массе с учетом возможных источников ухудшения для 100000 событий

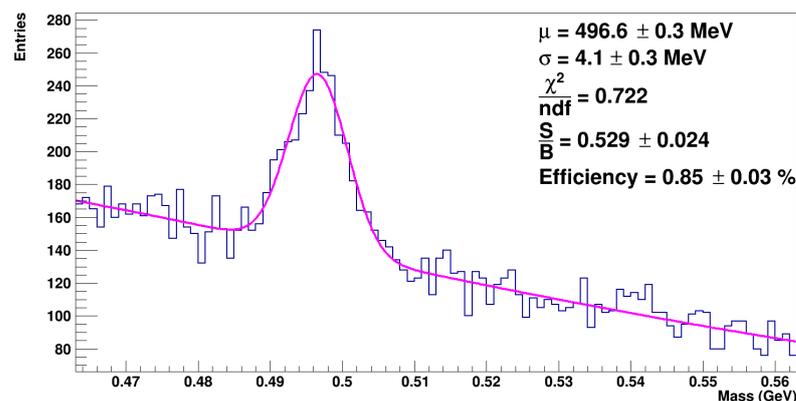


Рисунок 4.11 — Фитированное распределение по инвариантной массе с учетом размытия пучка для 100000 событий

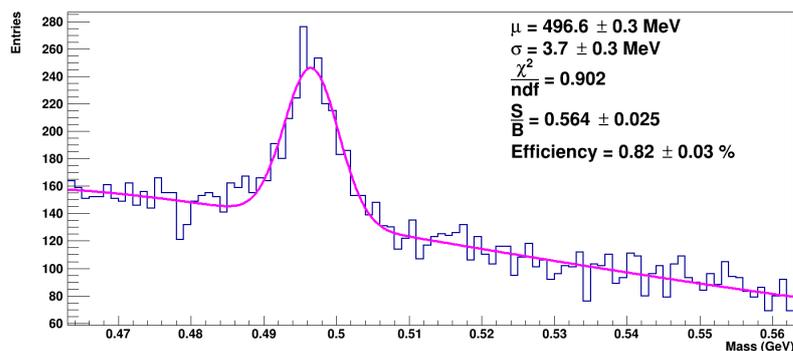


Рисунок 4.12 — Фитированное распределение по инвариантной массе с учетом мишени для 100000 событий

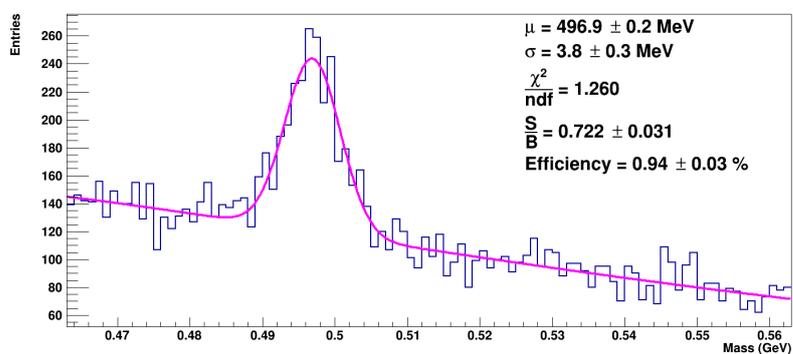


Рисунок 4.13 — Фитированное распределение по инвариантной массе с учетом ВД для 100000 событий

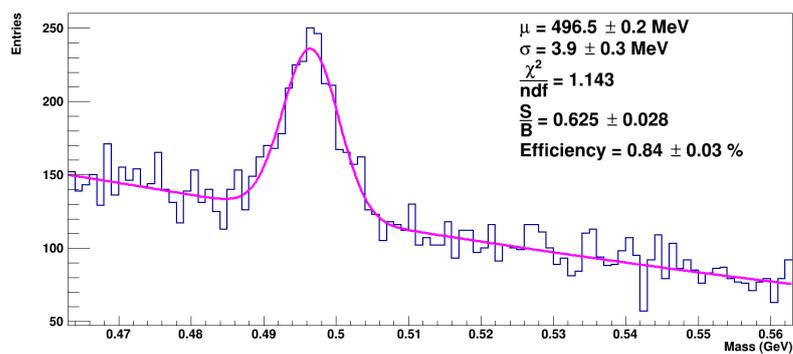


Рисунок 4.14 — Фитированное распределение по инвариантной массе с учетом SiMD для 100000 событий

Таблица 4.2 — Значение сигнала, фона, отношения сигнал/фон и эффективности для разных случаев

	S	B	$\frac{S}{B}$	Efficiency (%)
Идеальный случай	900 ± 58	1240 ± 35	0.73 ± 0.05	0.94 ± 0.06
Все источники ухудшения	803 ± 63	1596 ± 40	0.50 ± 0.04	0.83 ± 0.07
SiMD	804 ± 58	1286 ± 36	0.63 ± 0.05	0.84 ± 0.06
BD	909 ± 59	1259 ± 35	0.72 ± 0.05	0.94 ± 0.06
Мишень	791 ± 60	1401 ± 37	0.56 ± 0.05	0.82 ± 0.06
Размытие пучка	775 ± 61	1463 ± 38	0.53 ± 0.04	0.85 ± 0.07

Из таблицы 4.2 видно по тому же принципу, что и в таблице 4.1, что три из четырёх параметров являются наихудшими в случае размытия пучка. Из этого можно сделать вывод, что и в случае реконструкции короткоживущих нейтральных каонов размытие пучка является главным источником ухудшения сигнала.

### 4.3 РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МНОЖЕСТВЕННОСТИ ВОССТАНОВЛЕННЫХ ГИПЕРОНОВ В ФАЗОВОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Одной из интересных задач является исследование распределения множественности восстановленных гиперонов в фазовом пространстве. Был сделан выбор в пользу описания фазового пространства в качестве функции быстроты и поперечного импульса. Первая из этих переменных интересна, так как разница быстрот инварианта относительно преобразований Лоренца вдоль оси пучка. Вторая переменная вызывает интерес, так как именно эта компонента импульса частицы является доминирующей для ее детектирования в ускорительной физике. Было также рассмотрено 100000 событий.

На рисунке 4.15 представлено распределение в фазовом пространстве всех рожденных лямбда-гиперонов, полученных напрямую из генератора событий.

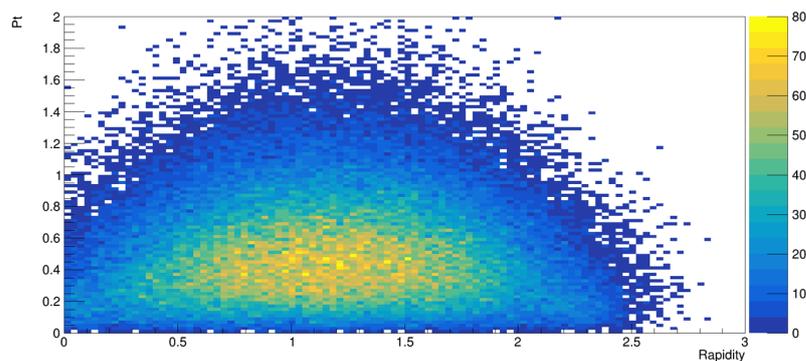


Рисунок 4.15 — Распределение количества лямбда-гиперонов в фазовом пространстве, основанное на данных полученных с помощью Монте-Карло генератора

На рисунке 4.16 показано распределение в фазовом пространстве всех отобранных по геометрическим ограничениям пар. На данном распределении присутствуют как пары, соответствующие лямбда-гиперонам, так и фоновые пары, которые не удалось отделить геометрическими ограничениями.

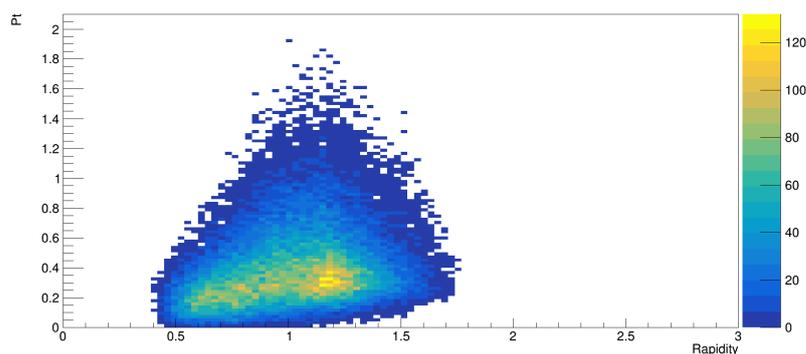


Рисунок 4.16 — Распределение количества лямбда-гиперонов в фазовом пространстве, основанное на данных полученных после процесса реконструкции и наложения геометрических ограничений

Сравнивая рисунки 4.15 и 4.16 видно, как сильно урезается фазовое пространство после реконструкции и наложения геометрических ограничений.

Для перехода к распределению множественности восстановленных лямбда-гиперонов в фазовом пространстве без примеси фоновых пар необходимо уменьшить количество бинов в гистограммах так, чтобы в каждой ячейке фазового пространства было достаточно статистики. Результаты показаны на рисунках 4.17 и 4.18.

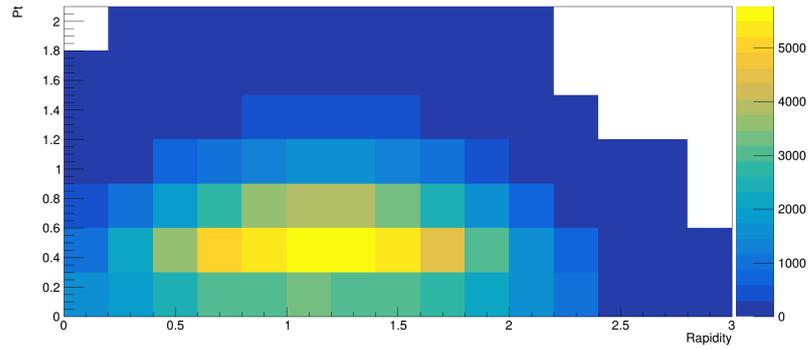


Рисунок 4.17 — Распределение количества лямбда-гиперонов в фазовом пространстве, основанное на данных полученных с помощью Монте-Карло генератора с уменьшением биннинга

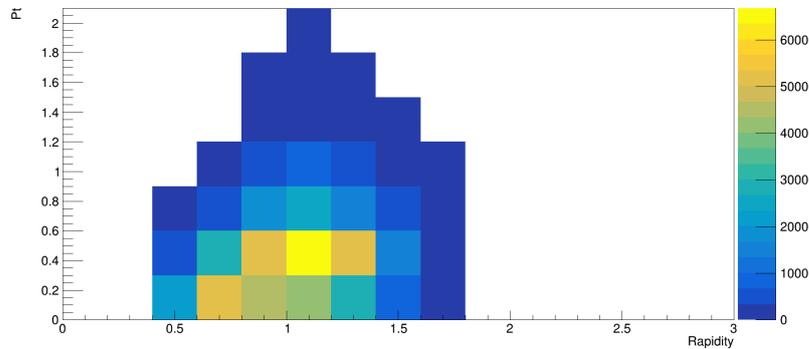


Рисунок 4.18 — Распределение количества лямбда-гиперонов в фазовом пространстве, основанное на данных полученных после процесса реконструкции и наложения геометрических ограничений с уменьшением биннинга

Из 4.18 видно, что почти все лямбда-гипероны (как истинные, так и фоновые) находятся примерно в следующих диапазонах: от 0.5 до 1.5 по быстроте и от 0 до 1.5 по поперечному импульсу. Поэтому для вычисления эффективности восстановления лямбда-гиперонов в двумерном фазовом пространстве был сделан выбор в пользу именно этих диапазонов. Этот кусок пространства, полученный в результате реконструкции и наложении геометрических ограничений, был поделен на 25 (5 по каждой из осей) ячеек, как показано на рисунке 4.19, и для каждого распределения по инвариантной массе, которое в этом случае зависит от быстроты и поперечного импульса, было проведено фитирование и затем вычисление сигнала аналогично тому, как это было сделано в 4.1 и 4.2.

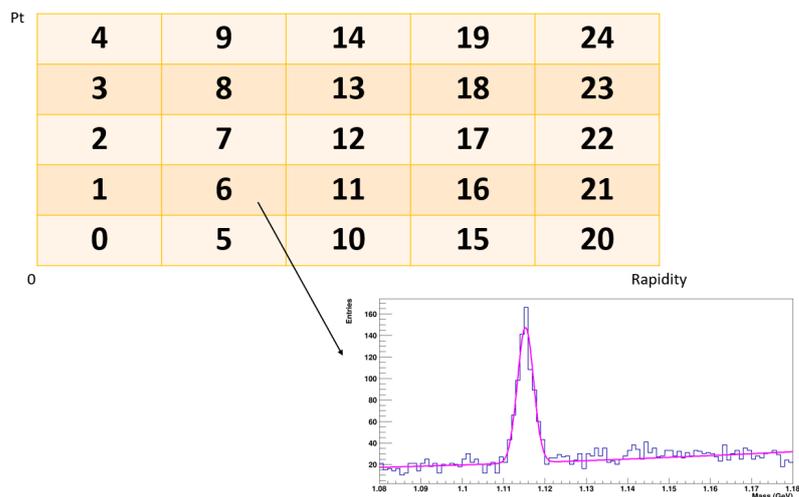


Рисунок 4.19 — Деление фазового пространства на 25 ячеек и пример фитирования распределения инвариантной массы для ячейки №6

Результат этих вычислений показан на рисунке 4.20. Видно, что распределение по фазовому пространству еще урезалось относительно рисунка 4.18, что является очевидным, так как на рисунке 4.18 представлены все пары (как истинные, так и фоновые), а на рисунке 4.20 представлены только сигнальные значения, то есть истинные пары.

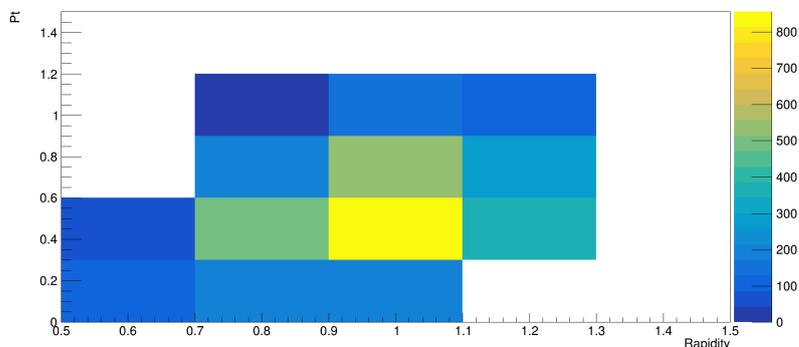


Рисунок 4.20 — Распределение количества лямбда-гиперонов в фазовом пространстве основанное на данных полученных после процесса реконструкции, наложения геометрических ограничений и извлечении сигнала

Далее, для вычисления эффективности восстановления лямбда-гиперонов, было получено распределение количества лямбда-гиперонов из генератора событий в фазовом пространстве с тем же самым биннингом. Затем была получена эффективность извлечения сигнала, то есть отношение числа восстановленных сигналов и сгенерированных лямбда-гиперонов. Результат показан на рисунке 4.21. Значения на цветовой шкале даны в процентах.

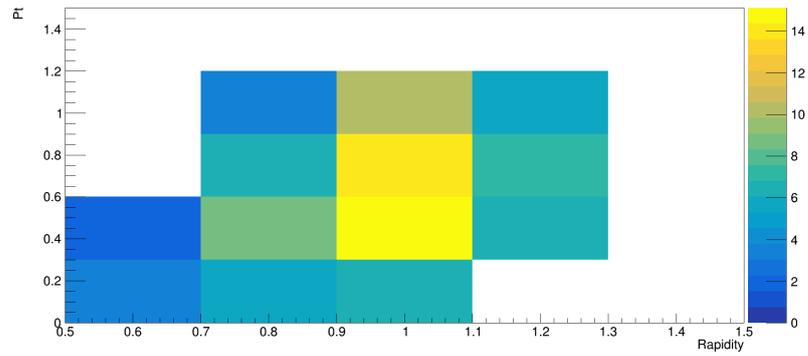


Рисунок 4.21 — Эффективность восстановления лямбда-гиперонов в фазовом пространстве

Тот же самый анализ был проделан для короткоживущих нейтральных каонов. Результаты показаны на рисунках 4.22, 4.23, 4.24, 4.25, 4.26 и 4.27.

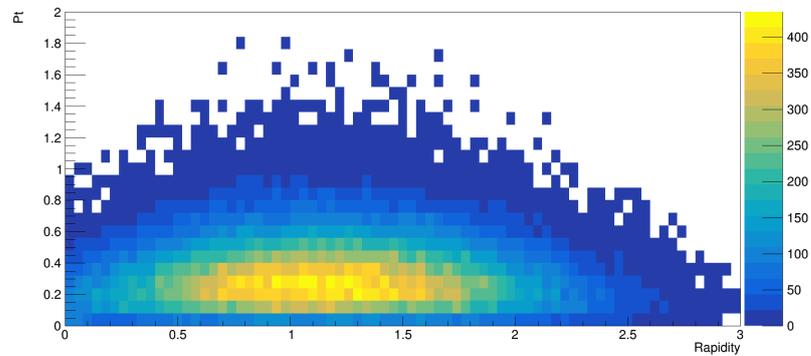


Рисунок 4.22 — Распределение количества короткоживущих нейтральных каонов в фазовом пространстве, основанное на данных полученных с помощью Монте-Карло генератора

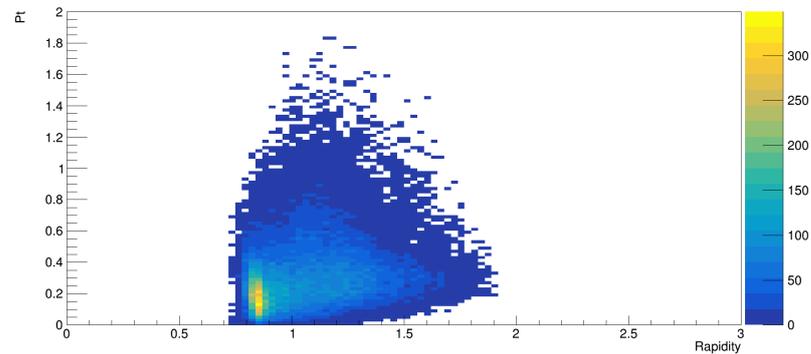


Рисунок 4.23 — Распределение количества короткоживущих нейтральных каонов в фазовом пространстве, основанное на данных полученных после процесса реконструкции и наложения геометрических ограничений

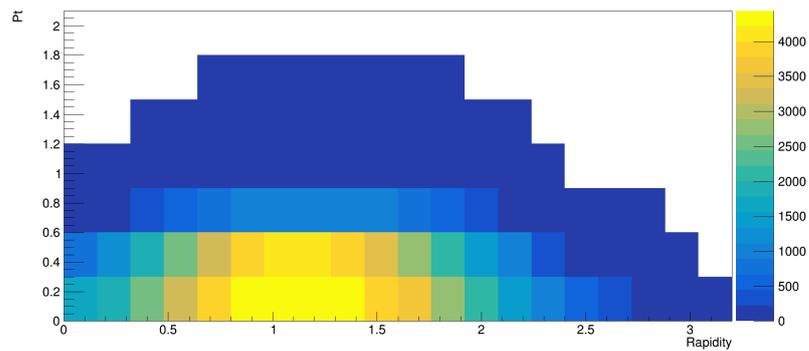


Рисунок 4.24 — Распределение количества короткоживущих нейтральных каонов в фазовом пространстве, основанное на данных полученных с помощью Монте-Карло генератора с уменьшением биннинга

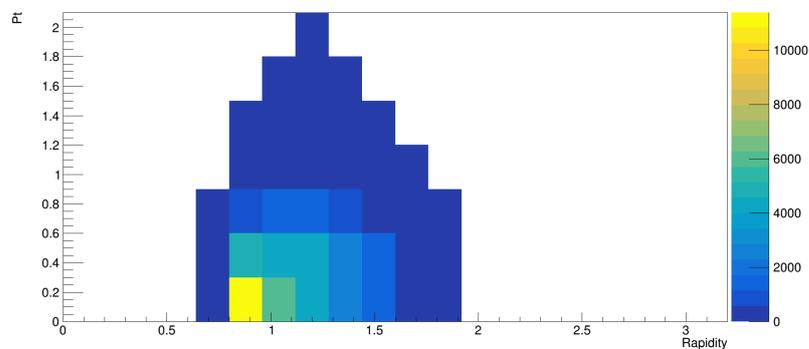


Рисунок 4.25 — Распределение количества короткоживущих нейтральных каонов в фазовом пространстве, основанное на данных полученных после процесса реконструкции и наложения геометрических ограничений с уменьшением биннинга

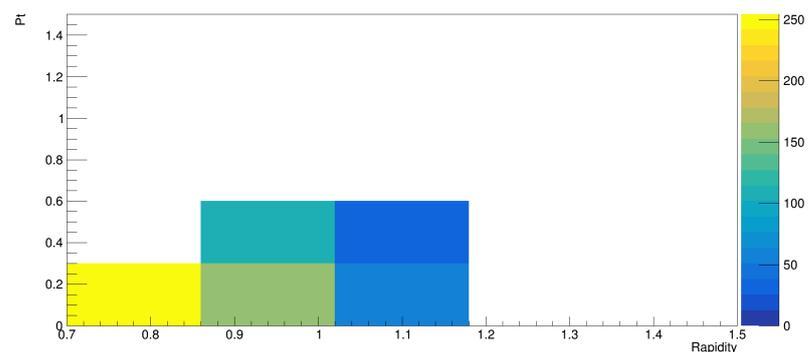


Рисунок 4.26 — Распределение количества короткоживущих нейтральных каонов в фазовом пространстве, основанное на данных полученных после процесса реконструкции, наложения геометрических ограничений и выявления сигнала

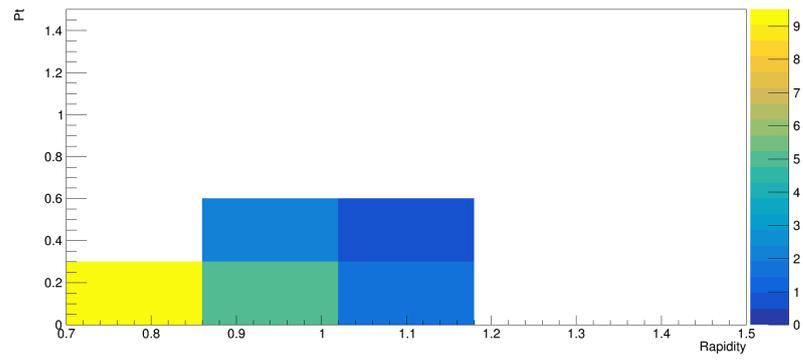


Рисунок 4.27 — Эффективность восстановления короткоживущих нейтральных каонов в фазовом пространстве

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой работе было проведено изучение возможности восстановления лямбда-гиперона и короткоживущего нейтрального каона в эксперименте  $BM@N$ . Было проведено математическое моделирование для выявления этих частиц с помощью ограничений на разные параметры. Было проведено моделирование событий для идеального случая, случая с разными источниками ухудшения сигнала и случая для каждого из источников ухудшения сигнала индивидуально. Далее было проведено фитирование и получены параметры фита, сигнал, фон, отношение сигнал/фон и эффективность. Присутствие лямбда гиперона и короткоживущего нейтрального каона было установлено в обоих случаях, а также было замечено ожидаемое ухудшение результата в случае наличия источников. Было показано, что в случае обоих гиперонов размытие пучка является главным источником ухудшения сигнала. В конечном итоге был проведен анализ распределения множественности гиперонов в двухмерном фазовом пространстве, являющемся функцией быстроты и поперечного импульса.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sanchez S., Navarra F., Fogaça D.* The quark gluon plasma equation of state and the expansion of the early Universe // Nuclear Physics A. — 2015. — Vol. 937. — P. 1–16.
2. *and D. C.* Strangeness production in p–Pb and Pb–Pb collisions with ALICE at LHC // Journal of Physics: Conference Series. — 2017. — Vol. 779. — P. 012043.
3. Interpretation of strange hadron production at LHC / M. Petrá ň [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. — 2014. — Vol. 509. — P. 012018.
4. *Mitrovski M.* Multistrange hyperon production in PbPb collisions at 30, 40, 80 and 158 A GeV // Progress in Particle and Nuclear Physics. — 2004. — Vol. 53, no. 1. — P. 269–272.
5. Experimental and theoretical challenges in the search for the quark–gluon plasma: The STAR Collaboration’s critical assessment of the evidence from RHIC collisions / J. Adams [et al.] // Nuclear Physics A. — 2005. — Vol. 757, no. 1/2. — P. 102–183.
6. *al K. A. et* // Nuclear Physics A. — 2005. — Vol. 757. — P. 184–283.
7. *Kapishin M.* Studies of baryonic matter in the BM@N and MPD experiments at Nuclotron/NICA // PoS / ed. by K. Anagnostopoulos [et al.]. — 2019. — Vol. CORFU2018. — P. 188.
8. *Kumar, Yogesh.* Equation of state of quark-gluon plasma using a simple phenomenological model // EPJ Web Conf. — 2018. — Vol. 182. — P. 02070.
9. Hypernuclei, dibaryon and antinuclei production in high energy heavy ion collisions: Thermal production vs. coalescence / J. Steinheimer [et al.] // Physics Letters B. — 2012. — Vol. 714, no. 1. — P. 85–91.
10. Physics opportunities at RHIC and LHC / S. Scherer [et al.] // AIP Conference Proceedings. — American Institute of Physics, 1999.

11. Project NICA at JINR / V. Kekelidze [и др.] // Nucl. Phys. A / под ред. Т. Ullrich, B. Wyslouch, J. W. Harris. — 2013. — Т. 904/905. — С. 945с–948с.
12. The BmnRoot framework for experimental data processing in the BM@N experiment at NICA / Batyuk, Pavel [и др.] // EPJ Web Conf. — 2019. — Т. 214. — С. 05027.
13. CERN ROOT. — <https://root.cern.ch>.
14. *Al-Turany M. Bertini D. K. R., other.* The FairRoot framework // Journal of Physics: Conference Series. — 2012. — Vol. Vol. 396, Part 2. — 10 p.
15. CERN: A Large Ion Collider Experiment. — <http://aliceinfo.cern.ch/Public/Welcome.html>.
16. *collaboration B.* BmnRoot simulation and analysis framework for the BM@N experiment: Start Guide. — 2016. — (unpublished).
17. *Fruhworth R.* Application of Kalman filtering to track and vertex fitting // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. — 1987. — Vol. 262. — P. 444–450.
18. Monte-Carlo Generator of Heavy Ion Collisions DCM-SMM / M. Baznat [et al.] // Physics of Particles and Nuclei Letters. — 2020. — Vol. 17, no. 3. — P. 303–324.
19. [https://en.wikipedia.org/wiki/Normal\\_distribution](https://en.wikipedia.org/wiki/Normal_distribution).
20. [https://en.wikipedia.org/wiki/Signal-to-noise\\_ratio](https://en.wikipedia.org/wiki/Signal-to-noise_ratio).
21. *Taylor J. R.* An Introduction to Error Analysis: The Study of Uncertainties in Physical Measurements. — University Science Books, 1996.