

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
Федеральное государственное автономное учреждение высшего  
образования  
«Национальный исследовательский ядерный университет  
«МИФИ» (НИЯУ МИФИ)

УДК 524.35

**ОТЧЁТ**  
**О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ**  
**ИЗУЧЕНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ**  
**ГИПЕРОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ VM@N**

Научный руководитель  
в.н.с.

\_\_\_\_\_ С. П. Мерц

Выполнил

\_\_\_\_\_ Р. К. Барак

Москва 2023

# Оглавление

1	Введение . . . . .	2
2	Эксперимент VM@N . . . . .	2
3	Программный комплекс VmnRoot . . . . .	4
4	Моделирование и реконструкция . . . . .	5
4.1	Виртуальный Монте-Карло . . . . .	5
4.2	Генераторы событий . . . . .	6
4.3	Моделирование эксперимента VM@N . . . . .	8
4.4	Реконструкция событий в эксперименте VM@N . . . . .	9
5	Результаты . . . . .	11
6	Заключение . . . . .	16
	Список использованных источников . . . . .	18

# 1 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],[3],[4],[5],[6],[7],[8],[9],[10].

Из теоретических моделей ожидается, что переход от адронной материи к кварк-глюонной-плазме сопровождается образованием странных частиц. Целью данной работы было показать способность восстановления лямбда-гиперонов ( $\Lambda^0$ ) по реконструированным трекам. В работе были исследованы источники возникновения ложных и вторичных треков заряженных частиц и их влияние на восстановление гиперонов. Все это было сделано с помощью данных генерированных методом Монте-Карло.

## 2 Эксперимент BM@N

Эксперимент BM@N (Baryonic Matter at Nuclotron) представлен на рисунке 2. Целью эксперимента является исследование столкновений элементар-

---

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

ных частиц и ионов с неподвижной мишенью при энергиях до 4 ГэВ на нуклон в лабораторной системе. Экспериментальная установка является одним из основных элементов первого этапа создания коллайдерного комплекса NICA (Nuclotron-based Ion Collider Facility) и будет использоваться для изучения горячего и плотного вещества в столкновениях тяжелых ионов.

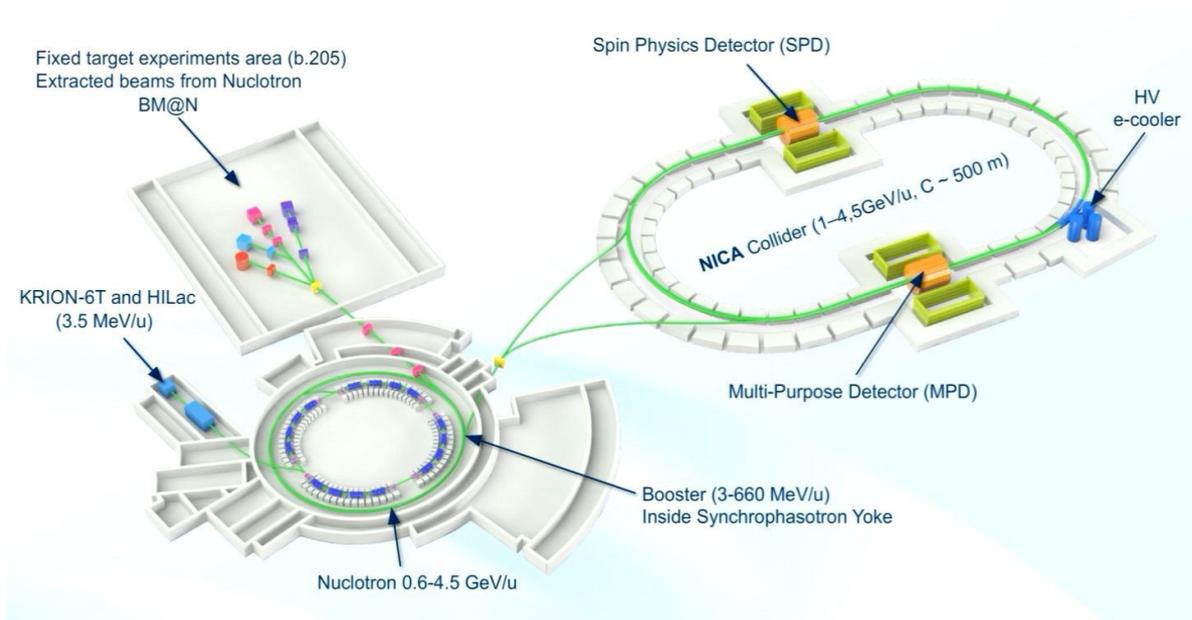


Рисунок 1 – Коллайдерный комплекс NICA [11].

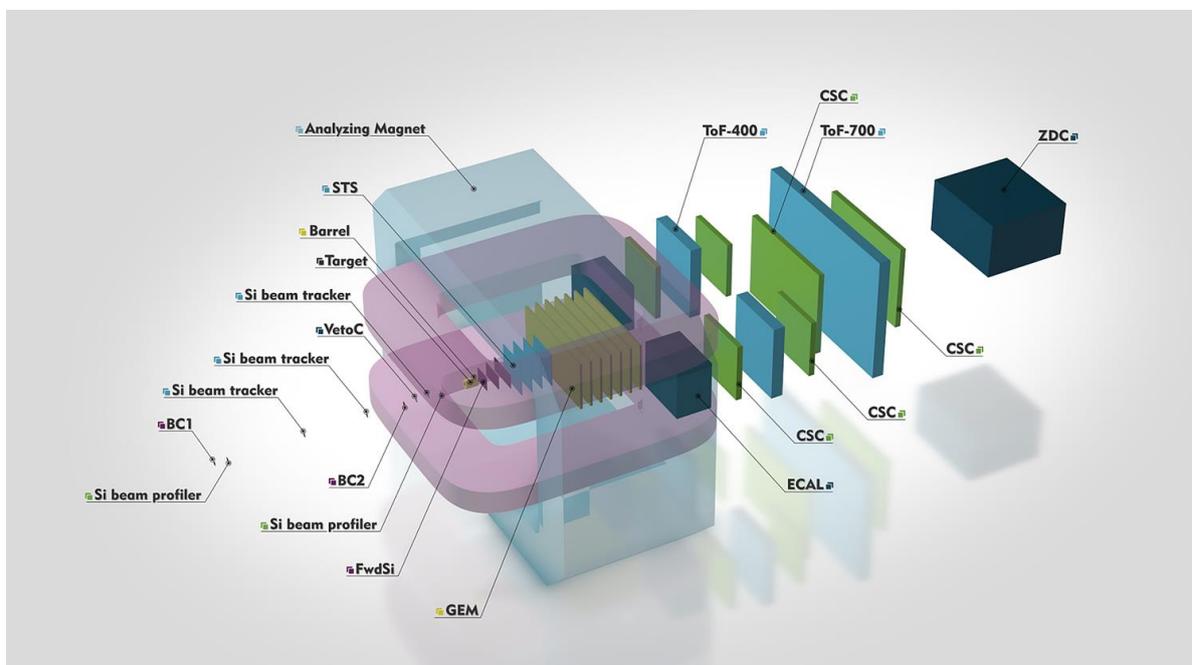


Рисунок 2 – Схема установки BM@N в сеансе 2022-2023 г.

На рисунке 2 показано трехмерное изображение установки BM@N. Предлагаемые темы исследования: 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 пучка расположена внутри дипольного магнита большой акцепторной формы с магнитным полем до 0,35 Тл для  $u$ -проекции. Для повышения эффективности идентификации частиц промежуточные детекторы занимают пространство между магнитом и "дальними" детекторами. Детектор ТоF (времяпролетный) используется для идентификации адронов и легких ядер, а ZDC (калориметр нулевого градуса) используется для измерения центральности столкновений. Импульс заряженного трека и множественность будут измеряться с помощью набора FwdSi (передних кремниевых детекторов), STS (кремниевых детекторов) и 7 плоскостей двухкоординатных детекторов GEM (Gaseous Electron Multiplier) находящихся после мишени внутри анализирующего магнита. Внешний трековый детектор на основе двух DCH (дрейфовых камер) и CSC (стриповой катодной камеры) используются для установления координат частиц.

### 3 Программный комплекс VmnRoot

Для поддержки эксперимента  $BM@N$  была разработана программная среда VmnRoot. Это мощный инструмент для исследования работы детектора, моделирования событий и разработки алгоритмов реконструкции и физического анализа данных набранных во время физического эксперимента на установке  $BM@N$ . Среда реализована на языке программирования C++ и основана на среде ROOT[12] и объектно-ориентированной среде FairRoot[13].

Сила среды VmnRoot заключается в её модульности. Части структуры, связанные с физическими процессами и регистрацией, могут быть реали-

зованы разными группами. Отклик детектора в настоящее время моделируется с помощью пакета, основанного на так называемой концепции виртуального Монте-Карло<sup>2</sup> и позволяет обмениваться данными между транспортными пакетами Geant3<sup>3</sup>, Geant4 и Fluka без изменения кода пользователя. Чтобы обеспечить реалистичное моделирование различных физических процессов, был предоставлен интерфейс для генераторов событий для ядерных столкновений<sup>4</sup>.

## 4 Моделирование и реконструкция

### 4.1 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 компьютеры, 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>5</sup> что позволяет проводить сравнение между ними<sup>6</sup> с помощью одного приложения. Концепция виртуального Монте-Карло была первоначально разработана в рамках проекта Alice Software Project[14].

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 момент време-

---

<sup>2</sup>Эта концепция будет подробно объяснена в 4.1.

<sup>3</sup>Сокращение от “геометрия и отслеживание”.

<sup>4</sup>Таких как UrQMD, Pythia и FastMC.

<sup>5</sup>Таких как Geant3, Geant4 и Fluka.

<sup>6</sup>Это необходимо для оценки теоретических неопределенностей.

ни<sup>7</sup>, за которым следует “рисование”<sup>8</sup> 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. Как только значение последнего достигает нуля, 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.

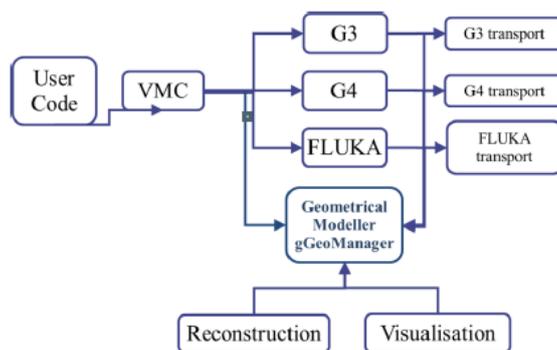


Рисунок 3 – Схема gGeoManager для Монте-Карло моделирования и последующего использования в реконструкции и визуализации [11].

## 4.2 Генераторы событий

Генераторы событий — это программные библиотеки, которые случайным образом генерируют события физики частиц высоких энергий. Генерато-

<sup>7</sup>На каждом шаге.

<sup>8</sup>Псевдослучайные числа используются в этом процессе.

ры Монте-Карло (МК) в настоящее время являются важными компонентами экспериментального анализа, а также широко используются теоретиками<sup>9</sup>.

Монте-Карло генераторы позволяют включать теоретические модели, интеграцию 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 симуляцию детектора, что позволяет точно прогнозировать и проверять всю экспериментальную установку.

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 4.

- 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 4 – Список генераторов событий, поддерживаемых средой VmnRoot [11].

Место генераторов событий в технологической цепочке эксперимента по физике высоких энергий показано на рисунке 5.

---

<sup>9</sup>Для сравнения экспериментальных результатов с теоретическими предсказаниями.

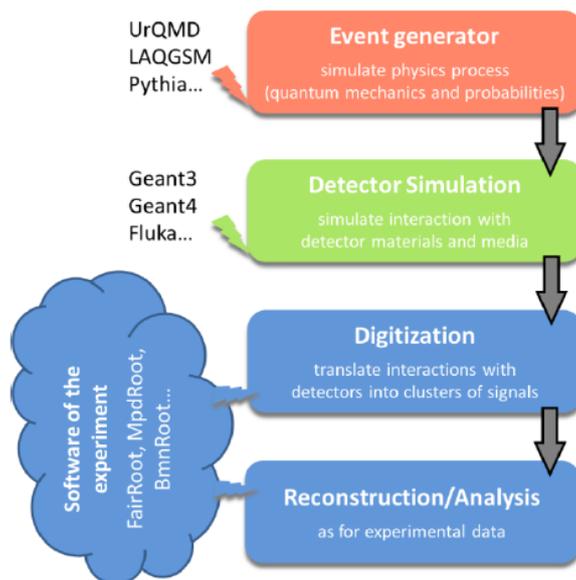


Рисунок 5 – Этапы моделирования и анализа эксперимента по физике высоких энергий [11].

На рисунке 6 цепочка из рисунка 5 показана в более детальном виде и именно для среды BmnRoot.

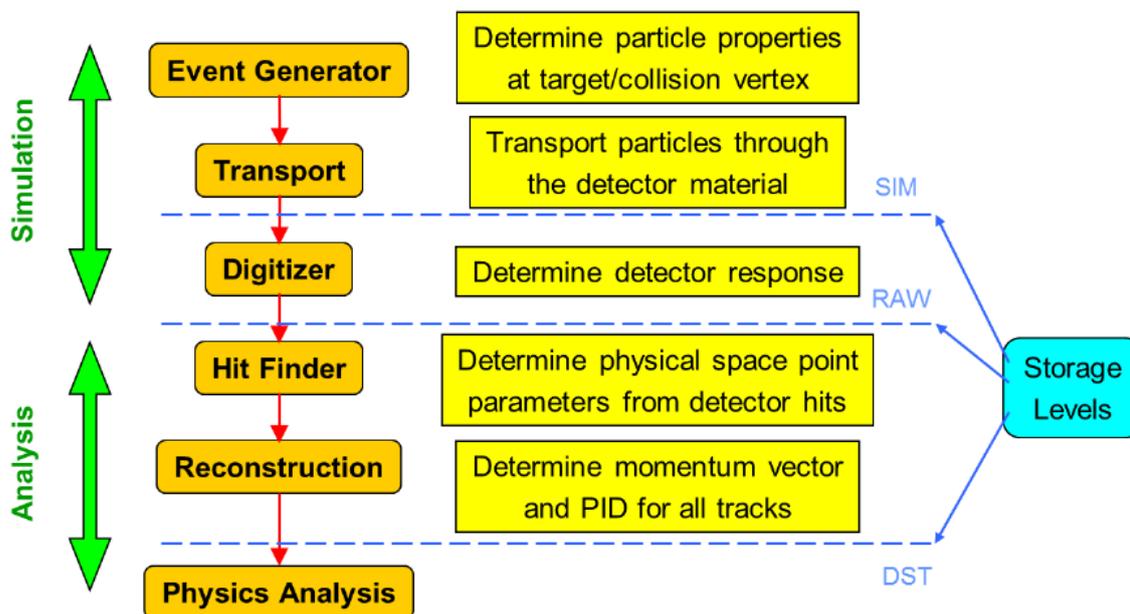


Рисунок 6 – Этапы моделирования и анализа эксперимента BM@N [11].

### 4.3 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>10</sup>. Одним из таких пакетов является Geant, 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, в то время как геометрия детектора описывается Geant и родными геометрическими моделями. Во время слежения Geant создает отклики детектора<sup>11</sup>, 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.

#### 4.4 Реконструкция событий в эксперименте BM@N

Реконструкция событий относится к процессу интерпретации электронных сигналов, создаваемых детектором, для определения исходных частиц, которые прошли через них, некоторых их характеристик<sup>12</sup> и основной вершины события. Реконструкция события состоит из следующих основных этапов:

- Реконструкция хитов (восстановленная пространственная позиция попадания частицы в детектор)
- Реконструкция треков
- Поиск вершин
- Идентификация частиц

Одним из распространенных подходов к реконструкции треков в экспериментальной физике высоких энергий является так называемый метод фильтрации Калмана[15]. 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 метода наименьших квадратов. Алгоритм начинается с отслеживания кандидатов, для которых

---

<sup>10</sup>Файлы источника, созданные генераторами событий.

<sup>11</sup>Чаще называемые попаданиями.

<sup>12</sup>Импульсы и направления.

оцениваются векторы начальных параметров и матрицы ковариаций. Затем эти кандидаты распространяются на детектор или промежуточную точку. Теперь можно получить новую ковариационную матрицу, используя матрицу Якоби преобразования. BmnRoot использует другой метод реконструкции треков — отслеживание L1 (CBM).

Треки обычно определяются целочисленным идентификационным номером под названием “код PDG” , из группы данных о частицах[16], родительским, если есть, и объектом частицы. Каждый трек также может содержать набор “дочерних” , которые ссылаются на вторичные треки, происходящие от них.

Нахождение вершины для нас интересно тем, что знание положения первичной вершины улучшает разрешение моментов и эффективность нахождения вторых вершин. Первичная вершина находится путем экстраполяции всех реконструированных первичных треков обратно в начало координат. Глобальное среднее распределение экстраполяции основного трека в начале координат является положением вершины. На рисунке 7 показана цепочка обработки экспериментальных и смоделированных данных.

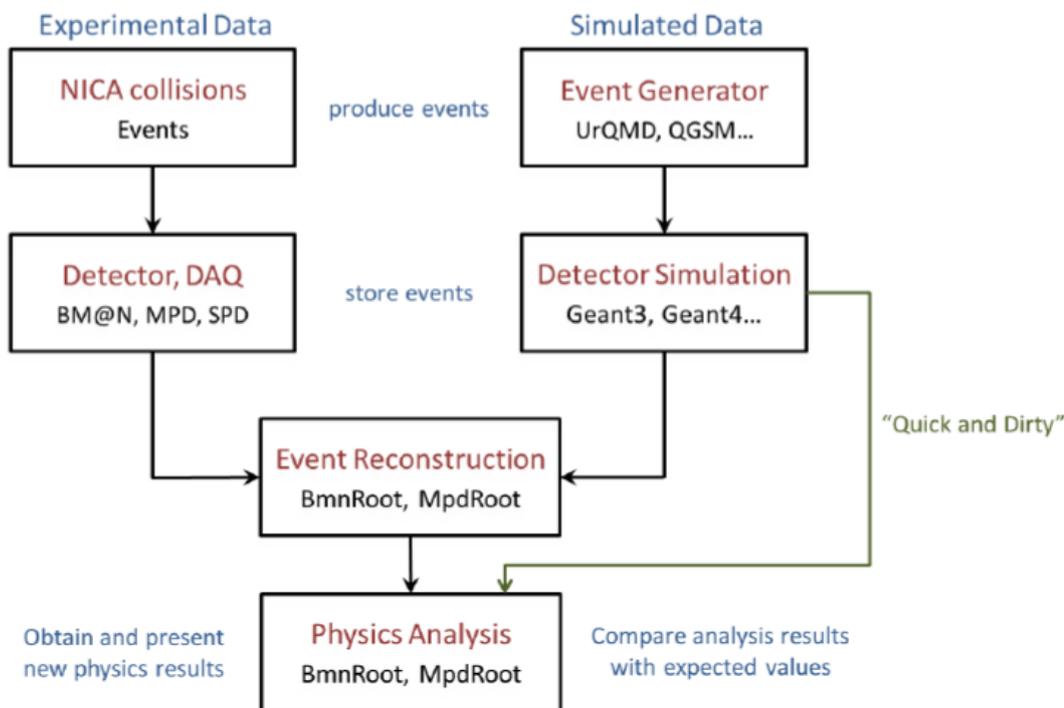


Рисунок 7 – Цепочка обработки экспериментальных и смоделированных данных [11].

## 5 Результаты

Нас интересует обнаружение  $\Lambda^0$  в реконструированных треках, но нужно иметь в виду, что через определенное время он распадется<sup>13</sup>. Есть два основных канала распада:

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^- \quad (1)$$

$$\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0 \quad (2)$$

Поскольку в эксперименте VM@N нейтрально заряженные частицы не детектируются, интерес представляет только распад (1).

Чтобы найти интересующие нас лямбда гипероны, был придуман алгоритм основанный 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 8.

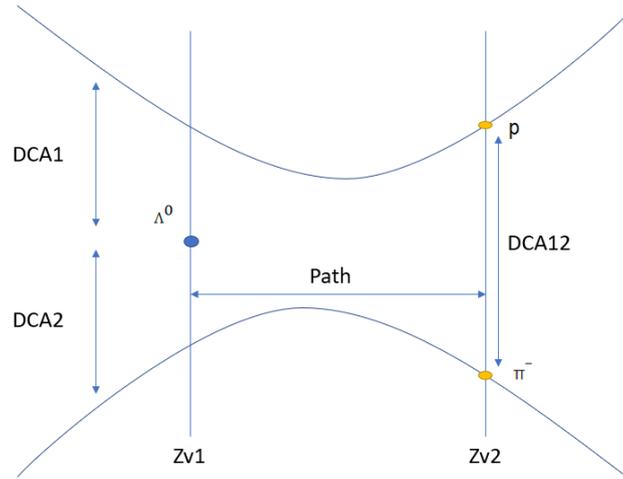


Рисунок 8 – Различные параметры, учитываемые при поиске  $\Lambda^0$

Синяя точка слева является предполагаемым лямбда гипероном.  $V_1$  — первичная вершина, где рождаются лямбда-гипероны.  $V_2$  — вторая вершина и предполагаемое место распада  $\Lambda^0$  на протон и отрицательный пи-мезон.  $Z_{v1}$  и  $Z_{v2}$  являются координатами<sup>14</sup> первой и второй вершины. Путь — (обозначен как "path" на рисунке 8) расстояние от первичной вершины до точки распада.

<sup>13</sup>Среднее время жизни  $\Lambda^0$  равно  $(2.631 \pm 0.020) * 10^{-10}$ с.

<sup>14</sup>Z-координатами, если быть точным.

Параболические линии представляют реконструкцию с помощью фильтрации Калмана протона и отрицательного пи-мезона<sup>15</sup>. DCA12 — расстояние между протоном и отрицательным пи-мезоном в точке распада лямбда-гиперона, а DCA1 и DCA2 — расстояния от протона до вершины и от мезона до вершины на плоскости Z вершины. Поскольку интересующий нас поиск ограничен  $\Lambda^0$ , хотелось бы, чтобы DCA12 было как можно меньше, и как DCA1, так и DCA2 должен быть как можно больше<sup>16</sup>. Другими интересующими параметрами являются импульсы протона и отрицательного пи-мезона и их псевдобыстроты.

Для начала было смоделировано<sup>17</sup> и проанализировано 500000 событий для идеального случая которым будем называть минимальное присутствие реалистичных эффектов в моделировании. Затем было проведено фитирование полученных результатов: пик соответствующий лямбда гиперону, с помощью Гауссовского распределения [18], а фон с помощью полинома Чебышева 6-го порядка [19]. После этого были получены параметры фитов и вычислено так называемое отношение сигнал/шум [20]. Оно позволяет нам качественно оценить наш алгоритм. Результат показан на рисунке 9.

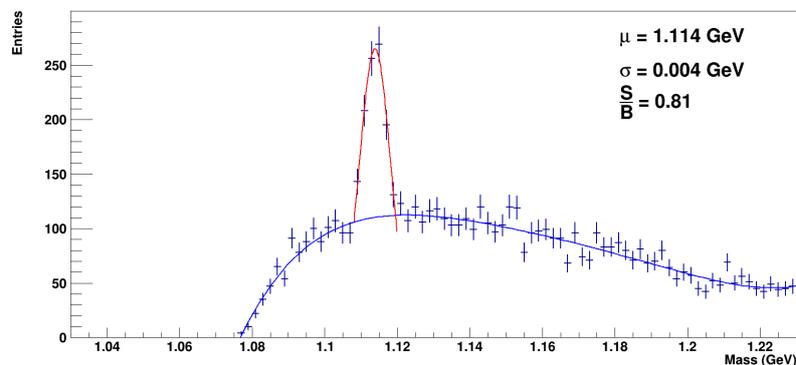


Рисунок 9 – Фитированное распределение по инвариантной массе в идеальном случае для 500000 событий.

Красная кривая соответствует фиту “присутствия” лямбда гиперона, а синяя соответствует фиту фона. Полученные среднее значение и среднеквадратическое отклонение соответствуют ожиданию, в то время как соотношение сигнал/шум желает лучшего. К тому же была получена так называемая значимость:

<sup>15</sup> Отражение парабол из-за разницы зарядов.

<sup>16</sup> С разумными ограничениями.

<sup>17</sup> С помощью Монте-Карло генератора DCM-SMM[17].

$$\frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad (3)$$

, где  $S$  обозначает сигнал а  $B$  фон. В этом случае это отношение оказалось равно 0,69.

После этого таже процедура была проделана для случая с возможными источниками ухудшения сигнала (размытие пучка, target, simd, bd).

### Размытие пучка

В наименее реалистичном случае принимается, что пучок у нас точечный. Но в реальности присутствует размытие пучка в поперечной плоскости, а также небольшой разброс по углу. Этим параметром можно управлять в моделировании.

### SiMD, BD

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

### Target

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 показан на рисунке 10.

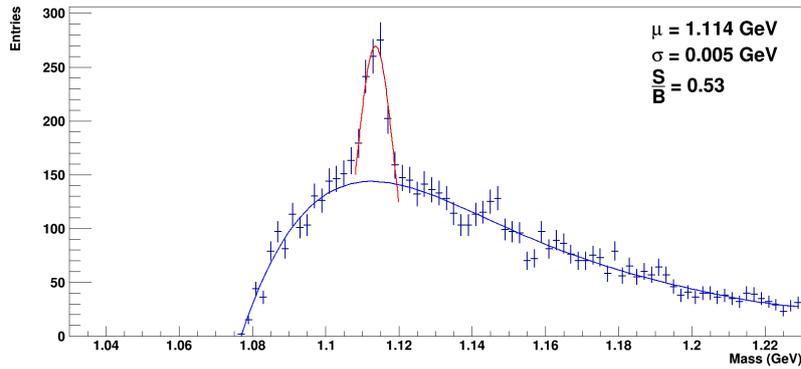


Рисунок 10 – Фитированное распределение по инвариантной массе с учетом возможных источников ухудшения для 500000 событий.

Из параметров на рисунке видно, что и "ширина сигнала" и отношение сигнал/шум ухудшились. Была также вычислена значимость и составила 0.53. Все это абсолютно ожидаемо.

После этого был начат анализ влияния на конечные результаты каждого из источников индивидуально. Для этого было смоделировано 100000 событий<sup>18</sup>. На рисунке 11 показан результат идеального случая для 100000 событий<sup>19</sup>. На рисунках 12, 13, 14, 15 показаны результаты полученные на данный момент для всех этих случаев.

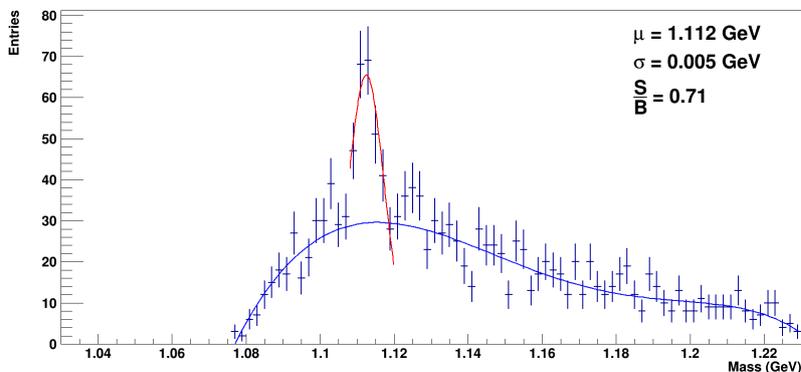


Рисунок 11 – Фитированное распределение по инвариантной массе в идеальном случае для 100000 событий.

<sup>18</sup>Так как для каждого из источников это приходилось делать по отдельности, было решено уменьшить количество событий для экономии времени.

<sup>19</sup>Это было проделано для возможного сравнения с результатами разных источников ухудшения.

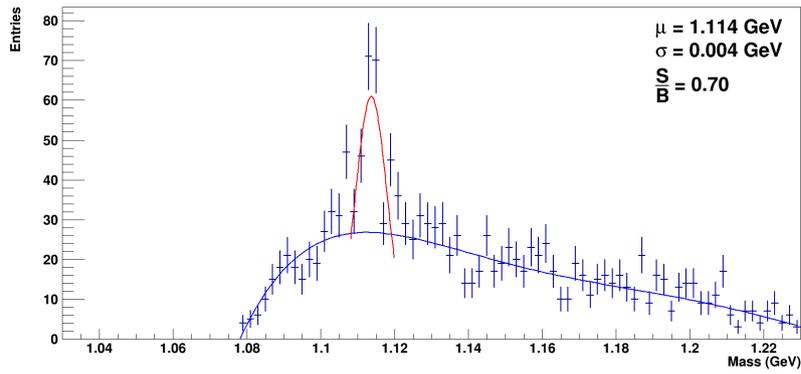


Рисунок 12 – Фитированное распределение по инвариантной массе с учетом размытия пучка для 100000 событий.

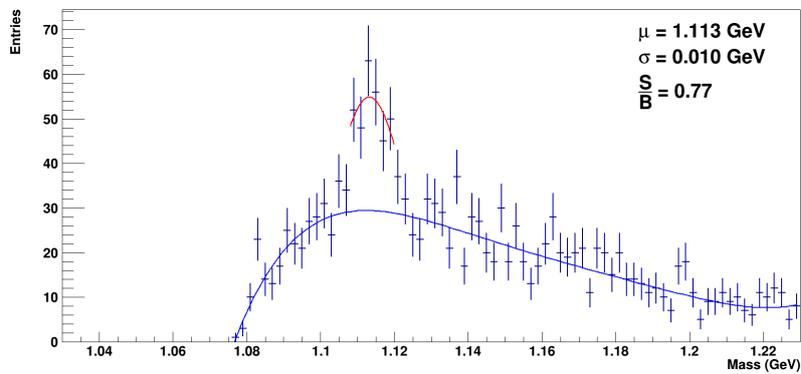


Рисунок 13 – Фитированное распределение по инвариантной массе с учетом target для 100000 событий.

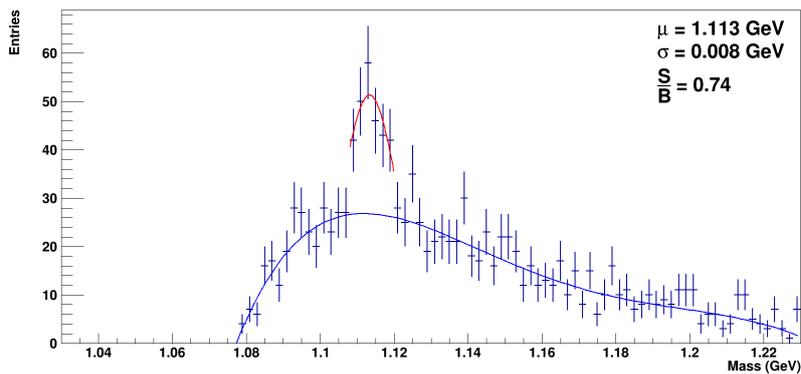


Рисунок 14 – Фитированное распределение по инвариантной массе с учетом bd для 100000 событий.

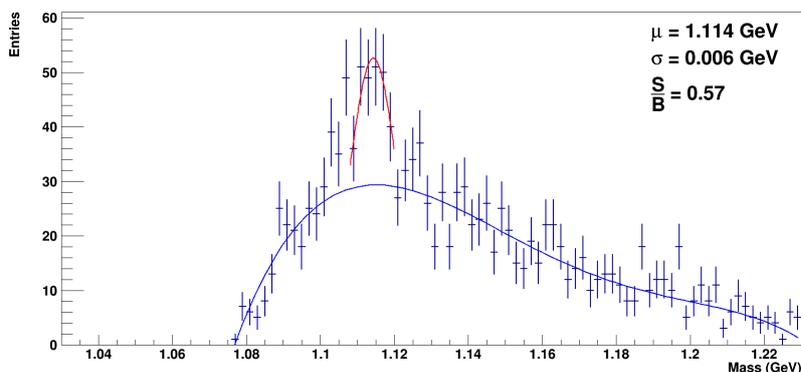


Рисунок 15 – Фитированное распределение по инвариантной массе с учетом `simd` для 100000 событий.

Также была посчитана значимость для всех этих случаев. Полученные значения указаны в таблице 1.

Источник ухудшения сигнала	“Ширина сигнала”	$\frac{S}{B}$	$\frac{S}{\sqrt{S+B}}$
Идеальный случай	0.01 GeV	0.71	0.32
Размытие пучка	0.008 GeV	0.70	0.30
Target	0.02 GeV	0.77	0.34
<code>simd</code>	0.012 GeV	0.57	0.27
<code>bd</code>	0.016 GeV	0.74	0.32

Таблица 1: Значение “ширины сигнала”, отношения сигнал/шум и значимости для разных случаев.

Из результатов видно, что “ширина сигнала” отношение сигнал/шум и значимость ухудшаются по сравнению с идеальным случаем в случае `bd` и `target`. В случаях с размытием пучков и `simd` видимо улучшение<sup>20</sup>, чего не должно быть. Также наблюдается ухудшение всех параметров в идеальном случае в случае наименьшей статистики. В будущем планируется детальное изучение влияния статистики на результаты для каждого из источников ухудшения и улучшения фитов.

## 6 Заключение

В этой работе были проведено изучение возможности восстановления лямбда гиперона в эксперименте `BM@N`. Было проведено математическое моделиро-

<sup>20</sup>За исключением “ширины сигнала” в случае `simd`.

вание для выявления этой частицы с помощью ограничений на разные параметры. Было проведено моделирование событий для идеального случая и случая с разными источниками ухудшения сигнала. Далее было проведено фитирование и получены параметры фита, отношение сигнал/шум и значимость. Присутствие лямбда гиперона было установлено в обоих случаях, а также было замечено ожидаемое ухудшение результата в случае источников. В конечном итоге были показаны результаты начатого анализа влияния каждого из источников ухудшения сигнала индивидуально.

# Список литературы

1. *Sanches S., Navarra F., Fogaça D.* The quark gluon plasma equation of state and the expansion of the early Universe // Nuclear Physics A. — 2015. — Май. — Т. 937. — С. 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. — ЯНВ. — Т. 779. — С. 012043.
3. Interpretation of strange hadron production at LHC / M. Petrá ň [и др.] // Journal of Physics: Conference Series. — 2014. — Май. — Т. 509. — С. 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. — Июль. — Т. 53, № 1. — С. 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 [и др.] // Nuclear Physics A. — 2005. — АВГ. — Т. 757, № 1/2. — С. 102–183.
6. *al K. A. et* // Nucl. Phys. — 2005. — Т. A 757. — С. 184–283.
7. *Kapishin M.* Studies of baryonic matter in the BM@N and MPD experiments at Nuclotron/NICA // PoS. — 2019. — Т. CORFU2018. — С. 188.
8. Hyperons at the BM@N experiment: first results / Gornaya, Julia [и др.] // EPJ Web Conf. — 2019. — Т. 204. — С. 01006.
9. Hypernuclei, dibaryon and antinuclei production in high energy heavy ion collisions: Thermal production vs. coalescence / J. Steinheimer [и др.] // Physics Letters B. — 2012. — Июль. — Т. 714, № 1. — С. 85–91.
10. Physics opportunities at RHIC and LHC / S. Scherer [и др.] // AIP Conference Proceedings. — American Institute of Physics, 1999.

11. *collaboration B.* BmnRoot simulation and analysis framework for the BM@N experiment: Start Guide. — 1 March.2016 ; — (unpublished).
12. CERN ROOT. — <https://root.cern.ch>.
13. *Al-Turany M. Bertini D. K. R., other.* The FairRoot framework // Journal of Physics: Conference Series. — 2012. — T. Vol. 396, Part 2. — 10 p.
14. CERN: A Large Ion Collider Experiment. — <http://aliceinfo.cern.ch/Public/Welcome.html>.
15. *Fruhworth R.* Application of Kalman filtering to track and vertex fitting // Nucl. Instrum. Meth. A. — 1987. — T. 262. — С. 444—450.
16. <https://pdg.lbl.gov/>.
17. Monte-Carlo Generator of Heavy Ion Collisions DCM-SMM / M. Baznat [и др.] // Physics of Particles and Nuclei Letters. — 2020. — Май. — Т. 17, № 3. — С. 303—324.
18. [https://en.wikipedia.org/wiki/Normal\\_distribution](https://en.wikipedia.org/wiki/Normal_distribution).
19. [https://en.wikipedia.org/wiki/Chebyshev\\_polynomials](https://en.wikipedia.org/wiki/Chebyshev_polynomials).
20. [https://en.wikipedia.org/wiki/Signal-to-noise\\_ratio](https://en.wikipedia.org/wiki/Signal-to-noise_ratio).