

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

**«ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПЛОСКОСТИ РЕАКЦИИ В  
ЭКСПЕРИМЕНТЕ  $BM@N$ »**

Выполнил студент  
409 группы  
Чинарьян Арташес Рубенович

---

Научный руководитель:  
доцент кафедры ФЭЧ,  
к.ф.-м.н. Леонтьев Владимир Викторович

---

Научный консультант:  
ведущий научный сотрудник ЛФВЭ ОИЯИ  
к.ф.-м.н. Мерц Сергей Павлович

---

Допущен к защите \_\_\_\_\_

Зав. кафедрой  
академик РАН  
Матвеев В.А.

---

# Оглавление

Введение . . . . .	3
1. Ускорительный комплекс NICA . . . . .	4
1.1. Физическая программа . . . . .	4
1.2. Схема комплекса и технические характеристики . . . . .	5
2. Эксперимент BM@N . . . . .	10
2.1. Физические задачи . . . . .	10
2.2. Схема экспериментальной установки . . . . .	11
2.3. Передний адронный калориметер FHCAL . . . . .	12
3. Плоскость реакции . . . . .	14
3.1. Теоретическое введение . . . . .	14
3.2. Экспериментальный метод расчёта угла плоскости реакции . . . . .	15
3.3. Разрешение . . . . .	16
3.4. Коррекция эффектов анизотропии . . . . .	16
4. Результаты . . . . .	18
4.1. Программное обеспечение . . . . .	18
4.2. Распределение плоскости события. . . . .	18
4.3. Разрешение . . . . .	23
4.4. Зависимость разрешения от центральности событий . . . . .	25
Выводы . . . . .	30
Заключение . . . . .	31
Список использованных источников . . . . .	33

## ВВЕДЕНИЕ

Исследование ядерной материи при экстремальных барионных плотностях и температурах в столкновениях релятивистских ядер является одной из ключевых целей современной физики высоких энергий. Эксперименты с пучками тяжёлых ионов дают уникальную возможность воссоздания в лабораторных условиях материи, существовавшей на ранних стадиях эволюции Вселенной, изучение свойств которой представляет значительный интерес как с точки зрения понимания природы фундаментальных взаимодействий и происхождения элементарных частиц, так и с точки зрения проверки теорий о рождении и развитии Вселенной.

Известно, что в нецентральных ядро-ядерных столкновениях азимутальное импульсное распределение частиц, широко изучающееся как теоретически, так и экспериментально, становится изотропным. Экспериментальный анализ азимутальной анизотропии предполагает использование величины, называемой плоскостью реакции. Данная работа посвящена реконструкции плоскости реакции по данным эксперимента BM@N комплекса NICA.

## 1. Ускорительный комплекс NICA

### 1.1. Физическая программа

Современная теория сильных взаимодействий — квантовая хромодинамика (КХД) предсказывает существование состояния материи, в котором вследствие высоких температур или плотностей взаимодействие между кварками и глюонами слабеет и они "отрываются" от нуклонов. Данный процесс называется деконфайнментом, а итоговое квази-свободное состояние кварков называется кварк-глюонной плазмой (КГП). Предполагается, что в естественных условиях КГП существовала в первые  $10^{-10} \div 10^{-6}$  секунд после Большого Взрыва, а в современной Вселенной условия образования данного состояния могут существовать в центрах нейтронных звёзд [1]. Численные оценки показывают, что переход в состояние КГП происходит как фазовый переход 1-го рода при температуре, отвечающей кинетической энергии адронов  $\sim 200$  МэВ [2, 3].

Явление перехода ядерной материи в состояние кварк-глюонной плазмы возможно изучать экспериментально. Наиболее перспективным методом получения КГП является соударение релятивистских тяжёлых ионов. Образующееся в области столкновения сжатие и нагрев материи могут оказаться достаточными для фазового перехода.

В настоящее время на территории Объединённого института ядерных исследований (ОИЯИ) строится новый ускорительный комплекс NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility). Одной из его основных научных задач является исследование фазовой диаграммы (рис. 1.1) в области температур и барионных плотностей, при которых КХД предсказывает фазовый переход.

Комплекс NICA также позволит проводить прикладные и фундаментальные исследования физики адронов, природы спина и поляризации,

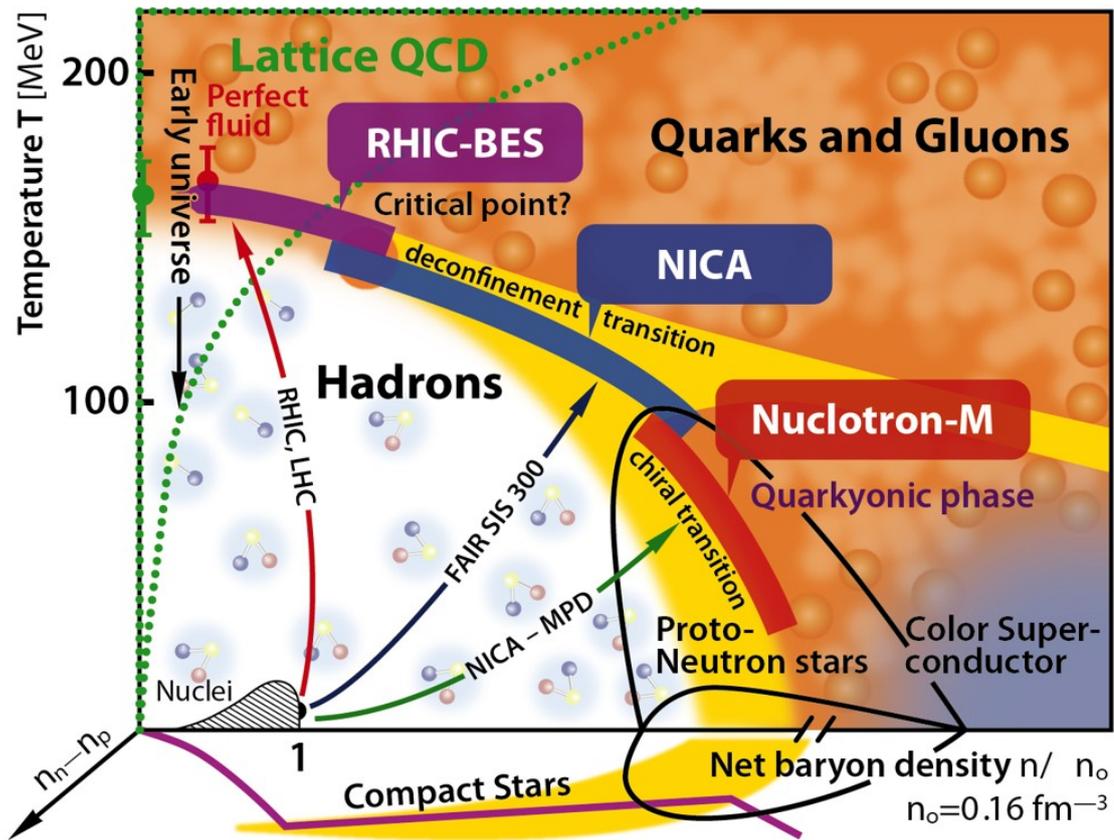


Рис. 1.1: Фазовая диаграмма ядерного вещества. На диаграмме отмечены области, в которых ведется исследование на различных экспериментальных установках.

астрофизики, биофизики, медицинской физики и радиобиологии, технологий переработки ядерных отходов, радиационной стойкости электронных устройств и т.д.

## 1.2. Схема комплекса и технические характеристики

Схема базовой конфигурации комплекса NICA приведена на рис. 1.2. Комплекс позволит ускорять и сталкивать тяжелые ионы, вплоть до ионов золота, в оптимальном диапазоне энергий  $\sqrt{s_{NN}} = 4 \div 11$  ГэВ на нуклон (в системе центра масс) на Коллайдере при средней светимости  $L = 10^{27} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ , что позволит изучать ядерную материю в состоянии максимальной барионной плотности, недоступной для исследований в других лабораториях мира [4, 5].

Основными элементами комплекса являются:



Рис. 1.2: Ускорительный комплекс NICA

- Инжекционный комплекс, состоящий из двух независимых частей:
  1. инжектор лёгких ионов, включающий в себя
    - лазерный источник ионов,
    - источник лёгких ионов (Duoplasmatron),
    - источник поляризованных протонов и дейтронов SPI,
    - модернизированный ускоритель ЛУ-20,
    - требуемые транспортировочные линии пучков;
  2. инжектор тяжёлых ионов, включающий в себя
    - криогенный источник электронно-струнного типа КРИОН,
    - новый тяжёлоионный линейный ускоритель НЛАС,
    - требуемые транспортировочные линии пучков.
- промежуточный сверхпроводящий синхротрон тяжёлых ионов — Бу-стер;
- сверхпроводящий синхротрон Нуклотрон;
- коллайдер;
- детектор MPD (Multi-Purpose Detector);
- детектор BM@N (Baryonic Matter at Nuclotron);

- детектор SPD (Spin Physics Detector);
- электронное охлаждение;
- криогенная система;
- фабрика магнитов.

Бустер является инжектором тяжёлых ионов в Нуклотрон. Основными задачами Бустера являются:

- накопление ионов при энергии инжекции ( $2 \cdot 10^9$  ионов  $^{197}\text{Au}^{31+}$ );
- эффективное ускорение не полностью ободранных ионов за счет достижения ультравысокого вакуума в пучковой камере;
- формирование требуемого фазового объёма пучка с использованием системы электронного охлаждения;
- ускорение тяжёлых ионов до энергии, требуемой для их эффективной обдирки;
- быстрый вывод ускоренного пучка для его инжекции в Нуклотрон.

Для перевода пучка в Нуклотрон Бустер оборудован соответствующим каналом транспортировки. Бустер с периметром 211 м и структурой из четырёх периодов размещается внутри ярма магнита Синхрофазотрона. Максимальное поле дипольных магнитов составляет 1.8 Тл (магнитная жёсткость 25 Тл·м), что соответствует энергии ионов  $^{197}\text{Au}^{31+}$  578 МэВ/нуклон.

Сверхпроводящий синхротрон Нуклотрон является основной ускорительной установкой комплекса, обеспечивающей пучками ионов от протонов до ядер золота и поляризованными пучками легких ядер экспериментальные установки комплекса NICA. Максимальное поле дипольных (поворотных) магнитов, соответствующее режиму стабильной долговременной работы, составляет 1.8 Тл (магнитная жесткость 38.5 Тл·м). Это соответствует кинетической энергии протонов 10.7 ГэВ, дейтронов и легких ионов (с отношением зарядового числа к массовому  $Z/A = 1/2$ ) — 4.95 ГэВ/н, для ионов с  $Z/A = 1/3$  (например, Хе с  $A = 124$ ,  $Z = 42$ ) — 2.6 ГэВ/н, и 3.8 ГэВ/н для ядер золота. Реализованы и предусмотрены следующие режимы работы Нуклотрона:

1. ускорение тяжёлых ионов для инъекции в Коллайдер;
2. ускорение пучков поляризованных протонов и дейтронов для инъекции в Коллайдер;
3. ускорение протонов, дейтронов (поляризованных и неполяризованных) и тяжёлых ионов для экспериментов на внутренней мишени или медленного вывода для экспериментов на фиксированных мишенях.

В первом режиме Нуклотрон работает как элемент инъекционной цепочки Коллайдера и предназначен для ускорения одиночного сгустка полностью ободранных тяжёлых ионов ( $\text{Au}^{79+}$ ,  $\text{Pb}^{82+}$  или  $\text{U}^{92+}$ ) от кинетической энергии 0.6 до  $1 \div 4.5$  ГэВ/н. Требуемая интенсивность сгустка составляет примерно  $1 \div 1.5 \cdot 10^9$  ионов. Потери частиц в процессе ускорения не превышают 10%. Темп роста поворотного поля магнитов  $\geq 1$  Тл/с.

Во втором режиме Нуклотрон используется для ускорения поляризованных протонов от 20 МэВ до 12 ГэВ, и поляризованных дейтронов от 5 МэВ/н до 5.6 ГэВ/н. Интенсивность сгустка в этом случае должна составлять несколько единиц на  $10^{10}$  частиц.

В третьем режиме Нуклотрон работает аналогично первому или второму режиму (в зависимости от сорта ускоряемых частиц) с последующим медленным выводом пучка для экспериментов на фиксированной мишени, вместо перевода пучка в Коллайдер.

Основные характеристики Коллайдера представлены в таблице 1.1. При работе на эксперименте энергия частиц в Коллайдере постоянна. Для подготовки пучков предусмотрена возможность относительно медленного доускорения или замедления. Для обеспечения требуемой линейности поля максимальная величина поворотного поля в диполях выбрана равной 1.8 Тл.

Кольца Коллайдера имеют форму беговой дорожки стадиона с периметром 503.04 м (2 периметра Нуклотрона) и располагаются одно над другим на расстоянии 0.32 м. Основу магнитной системы составляют двухпертурные дипольные и квадрупольные магниты типа «Нуклотрон», квадрупольные магниты финальной (перед точками встречи) фокусировки пучков, дипольные магниты системы вертикального сведения/разведения пуч-

параметр	
ускоряемые частицы	$p, d, Au^{79+}$
полная энергия (на нуклон) ионов $\sqrt{s_{NN}}$ в точке столкновения, ГэВ/н	$4 \div 11$
энергия ускоренных ионов $^{197}Au^{31+}$ в каждом из колец, ГэВ/н	$1 \div 4.5$
периметр, м	503.04
энергия инъекции, ГэВ/н	$1 \div 3.8$
максимальная магнитная жёсткость, Тл·м	44.5
максимальное поле дипольных магнитов, Тл	1.8
максимальный градиент в квадрупольных магнитах, Тл/м	23
скорость нарастания магнитного поля, Тл/с	0.1
тип инъекции	однооборотная, многократная
вывод (сброс) пучка	однооборотный
давление остаточного газа в пучковой камере, Па	$10^{-9}$

Таблица 1.1: Основные характеристики Коллайдера

ков.

В прямолинейных промежутках Коллайдера располагаются:

- детекторы MPD и SPD;
- элементы системы инъекции пучков;
- устройства аварийного сброса пучков;
- элементы высокочастотной ускоряющей системы;
- система электронного охлаждения пучков;
- устройства системы обратных связей;
- система коллимации гало пучков.

## 2. Эксперимент BM@N

### 2.1. Физические задачи

Эксперимент BM@N — первый эксперимент ускорительного комплекса NICA. Его целью является изучение взаимодействий пучков тяжёлых релятивистских ионов с неподвижными мишенями.

В эксперименте планируется использовать пучки различных частиц — от протонов до ионов золота. Кинетическая энергия ионов изменяется в диапазоне от 1 до 6 ГэВ на нуклон. Максимальная кинетическая энергия ионов, имеющих отношение заряда к атомному номеру  $Z/A$  равное  $1/2$ , составляет 6 ГэВ на нуклон. Для тяжёлых ионов с отношением  $Z/A \sim 1/3$  максимальная кинетическая энергия равна 4.5 ГэВ на нуклон. Для протонов — 13 ГэВ на нуклон.

В центральных столкновениях тяжёлых ионов при таких энергиях возможно достичь плотности, в 4 раза превышающей плотность ядерной материи. Подобные условия позволяют проводить:

- исследование динамики реакций и поиск параметров уравнения состояния (EoS) ядерной материи;
- изучение модификаций свойств адронов в ядерной материи;
- изучение рождения странных гиперонов около порога;
- поиск гиперядер.

В рамках проекта также ведётся исследование структуры ядер на малых межнуклонных расстояниях.

## 2.2. Схема экспериментальной установки

Полная конфигурация детекторов VM@N приведена на рис. 2.1. Эксперимент позволяет проводить высокоточное измерение параметров трека с информацией о времени пролёта для идентификации частиц и предполагает измерение полной энергии адронным калориметром для анализа центральности столкновения.

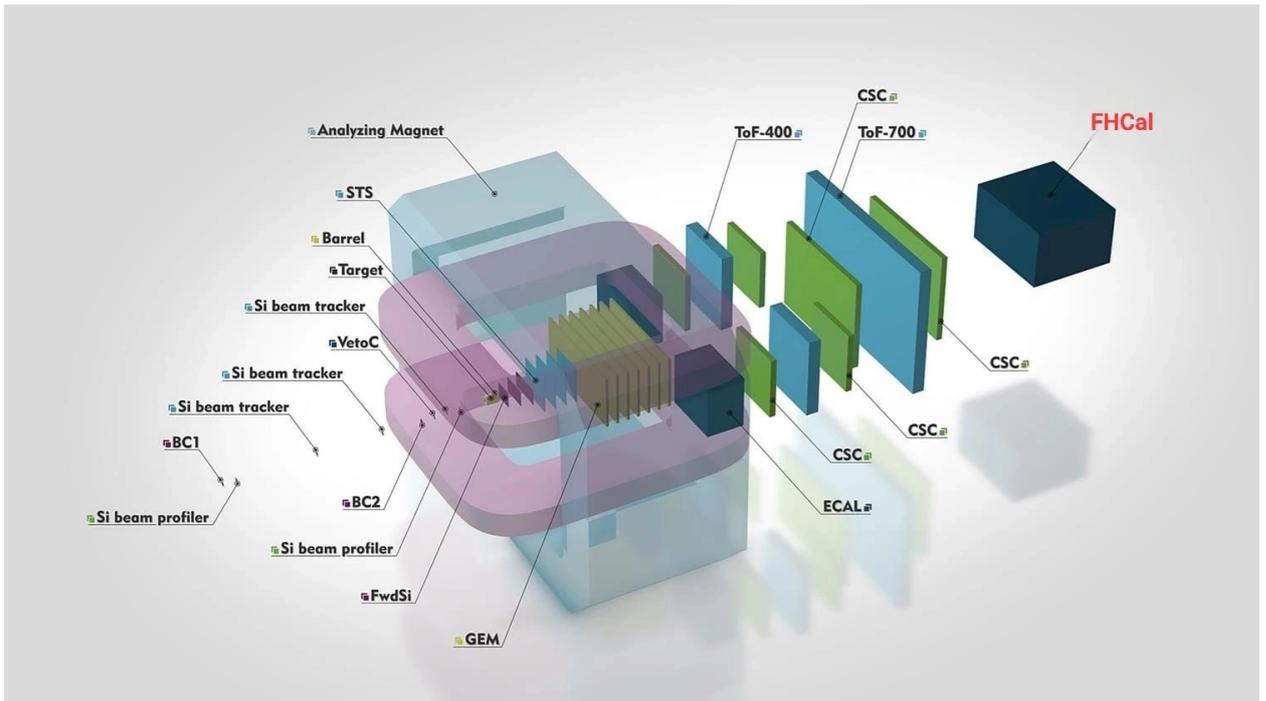


Рис. 2.1: Схема установки VM@N

Внутри анализирующего магнита расположена центральная трековая система, состоящая из трех кремниевых детекторов (STS) и семи плоскостей GEM (Gaseous Electron Multiplier). Она позволяет восстановить параметры траекторий, импульсы и множественность заряженных частиц.

За магнитом располагаются детекторы внешней трековой системы: катодно-стриповые камеры CSC (Cathod Strip Chambers) и дрейфовые камеры DCH (Drift Chambers).

Времяпролётные детекторы ToF-400 и ToF-700 на основе технологии mRPC (multi-Resistive Plate Chambers) со стриповым считыванием дают возможность разделять адроны ( $\pi$ ,  $K$ ,  $\rho$ ) и легкие ядра с импульсом до нескольких ГэВ/с.

Калориметр FHCAL (Forward Hadron Calorimeter) предназначен для определения прицельного параметра столкновения (центральности) путём измерения энергии фрагментов.

Электромагнитный калориметр ECal, установленный сразу за внутренним трекером, предназначен для изучения процессов с образованием  $\gamma$  и  $e^\pm$ .

Помимо этого, в эксперименте будет задействован ряд триггерных детекторов и профилометров пучка [5].

### 2.3. Передний адронный калориметер FHCAL

В 2019 году на установке BM@N был собран новый передний адронный калориметр FHCAL, предназначенный для измерения центральности ядро-ядерных столкновений. Схема FHCAL приведена на рис. 2.2а. Фотография собранного переднего адронного калориметра приведена на рис. 2.2б.

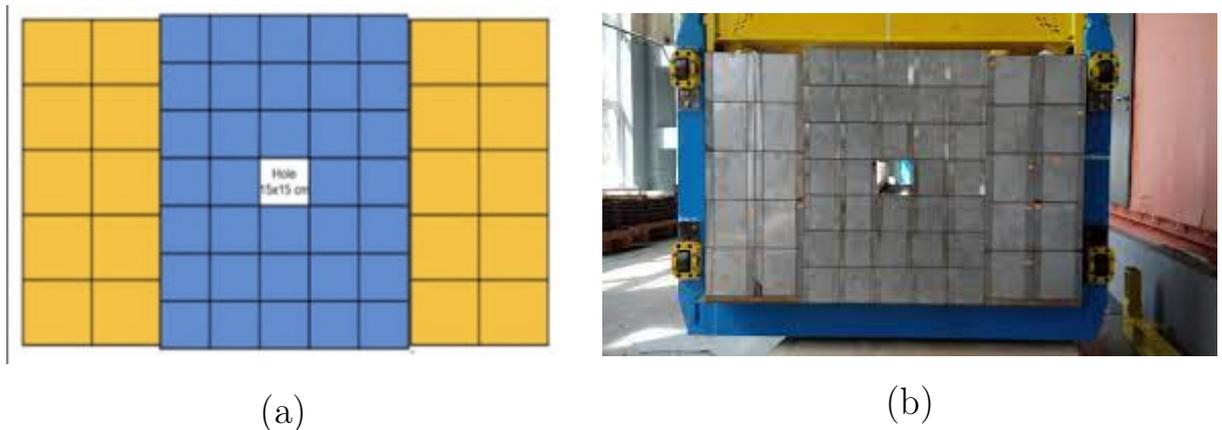


Рис. 2.2: Схема переднего адронного калориметра FHCAL установки BM@N (a) и фотография собранного и установленного FHCAL (b)

Центральная часть FHCAL состоит из 34 модулей, собранных матрицей  $5 \times 7$  с отверстием в центре. Поперечный размер одного модуля равен  $15 \times 15 \text{ см}^2$  и его длина соответствует примерно 4-м радиусам действия ядерных сил. Внешняя часть FHCAL состоит из 20 модулей поперечного размера  $20 \times 20 \text{ см}^2$  и длиной, соответствующей примерно 5.6 радиусам действия ядерных сил. Все модули FHCAL имеют слоистую структуру и состоят из чередующихся слоёв свинца и сцинтиллятора, толщины которых

соотносятся как 4 : 1 (толщина свинцовой пластины — 16 мм, а сцинтилляторной прослойки — 4 мм). Свет передаётся на концы модулей с помощью спектросмещающего оптоволокна (WLS fibers), вставленного в пазы сцинтилляторных прослоек. Каждые шесть слоёв сцинтиллятора в модуле составляют одну секцию, световой сигнал которой считывается одним фотодетектором (Hamamatsu MPPC с активной зоной  $3 \times 3$  мм), установленным на FEE (Front-end Electronic Board) на конце модуля [6, 7].

### 3. Плоскость реакции

#### 3.1. Теоретическое введение

В нецентральных столкновениях ядер направления оси пучка и вектора прицельного параметра столкновения  $\vec{b}$  определяют плоскость реакции (Reaction Plane, RP). Схематическое изображение представлено на рис. 3.1.

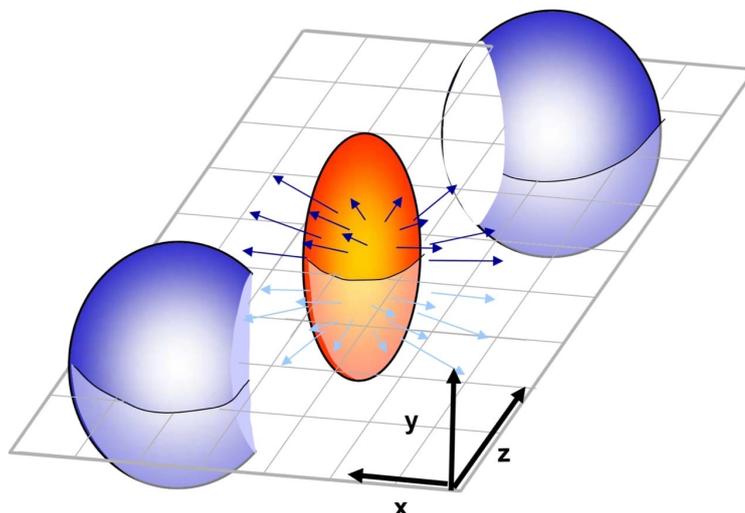


Рис. 3.1: Схема нецентрального ядро-ядерного столкновения. Налетающие ядра имеют импульсы вдоль оси Z, прицельный параметр направлен вдоль оси X. Плоскость XOZ является плоскостью реакции.

Первоначальная область перекрытия ядер при ненулевом прицельном параметре имеет эллипсоидальную форму в поперечной плоскости с большой осью эллипсоида, перпендикулярной плоскости реакции. Если рождённое вещество термализуется, то, как следствие пространственной анизотропии системы, в этом сгустке вещества создаются градиенты давления: максимальное — вдоль меньшей оси эллипсоида (в плоскости реакции) и минимальное — вдоль большей оси. В результате азимутальное им-

пульсное распределение частиц становится анизотропным. Азимутальная зависимость выхода частиц широко изучалась экспериментально и теоретически. Наблюдаемая азимутальная анизотропия частиц получила название анизотропии поперечного потока.

Стандартный способ описать азимутальную анизотропию — использовать разложение Фурье одночастичного распределения частиц по азимутальному углу  $\varphi$  импульса  $\vec{p} = (p_L, p_T, \varphi)$ :

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2 N}{p_T dp_T dy} \left( 1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n(p_T, y) \cos[n(\varphi - \Psi^{RP})] \right), \quad (1)$$

где  $\Psi^{RP}$  — угол плоскости реакции, измеряющийся в лабораторной системе в каждом событии при анализе данных,  $y$  — быстрота частицы. Коэффициенты

$$v_n = \langle \cos[n(\varphi - \Psi^{RP})] \rangle \quad (2)$$

задают анизотропию и в общем случае зависят от кинематических и других переменных, т.е.  $v_n = v_n(\sqrt{s}, p_T, y, b, \dots)$ . Угловые скобки в данном случае означают усреднение по всем частицам во всех событиях. Коэффициент  $v_1$  называют прямым потоком, а коэффициент  $v_2$  — эллиптическим потоком [8].

### 3.2. Экспериментальный метод расчёта угла плоскости реакции

Экспериментально определить плоскость реакции невозможно. Для анализа данных часто используют т.н. метод плоскости события (Event Plane, EP), в котором определяется угол  $\Psi^{EP}$ , аппроксимирующий угол реальной плоскости реакции. Данный метод был впервые применён в 1985 году и использовался во многих экспериментах с тяжёлыми ионами, таких как AGS, SPS, RHIC и STAR [9].

Метод заключается в следующем: для каждой гармоники  $n$  разложе-

ния Фурье вводится  $Q$ -вектор, определяемый как

$$\vec{Q}_n = \begin{pmatrix} Q_x \\ Q_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_i \omega_i \cos(n\varphi_i) \\ \sum_i \omega_i \sin(n\varphi_i) \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где суммирование идёт по всем зарегистрированным частицам. Коэффициент  $\omega_i$  представляет собой весовую функцию  $i$ -ой частицы, причём для нечётных гармоник справедливо соотношение  $\omega_i(-y) = -\omega_i(y)$ . Веса выбирают оптимальными для определённой задачи, обычно равными 1, поперечному импульсу  $p_T$  или потерям энергии частицы.

Наблюдаемый угол плоскости события  $n$ -ой гармоники таким образом задаётся направлением вектора  $\vec{Q}_n$ :

$$\Psi_n^{EP} = \frac{1}{n} \arctan \left( \frac{Q_{n,y}}{Q_{n,x}} \right), \quad (4)$$

где  $\Psi_n^{EP} \in [-\pi/n; \pi/n]$  [13, 14].

### 3.3. Разрешение

Точность реконструкции (разрешение) для  $n$ -ой гармоники, т.е. степень различия настоящей плоскости реакции и наблюдаемой, определяется как

$$res = \langle \cos[n(\Psi_n^{EP} - \Psi_n^{RP})] \rangle, \quad (5)$$

где скобки, как и в формуле (2), означают суммирование по всем частицам во всех событиях. Величина  $res$  принимает значения от 0 (очень плохое разрешение) до 1 (идеальное разрешение) [10, 11].

### 3.4. Коррекция эффектов анизотропии

В силу конечных значений геометрического акцептанса и эффективности детектора распределение углов плоскости события в лабораторной системе отсчёта может быть азимутально анизотропным. Для того, чтобы распределение углов плоскости события было изотропным, при анализе данных применяют т.н. методы уплощения (flattering methods) [15, 16].

Самым простым методом является метод рецентрирования (recentering), заключающийся в смещении центров распределений координат Q-вектора  $Q_{n,x}$  и  $Q_{n,y}$ :

1. на первом шаге строятся распределения  $Q_{n,x}$  и  $Q_{n,y}$  по событиям и находятся их средние значения;
2. далее для каждого события из значения координат Q-вектора вычитаются полученные средние значения и строятся новые распределения  $Q_{n,x}^{corr}$  и  $Q_{n,y}^{corr}$ ;
3. полученные распределения  $Q_{n,x}^{corr}$  и  $Q_{n,y}^{corr}$  используются для расчёта распределения угла плоскости события и разрешения.

## 4. Результаты

### 4.1. Программное обеспечение

В работе использовался пакет объектно-ориентированных программ и библиотек ROOT, разработанных в Европейском центре ядерных исследований (CERN) для экспериментов в области физики высоких энергий. ROOT позволяет работать с большими объёмами данных, содержит средства для графической визуализации, интерфейсы к моделированию событий с помощью Монте-Карло-генератора [17].

В дополнение использовался пакет VmnRoot, основанный на библиотеке FairRoot и предназначенный для исследования эффективности детекторов, моделирования событий и разработки алгоритмов, предназначенных для реконструкции и физического анализа событий, зарегистрированных комплексом VM@N [18].

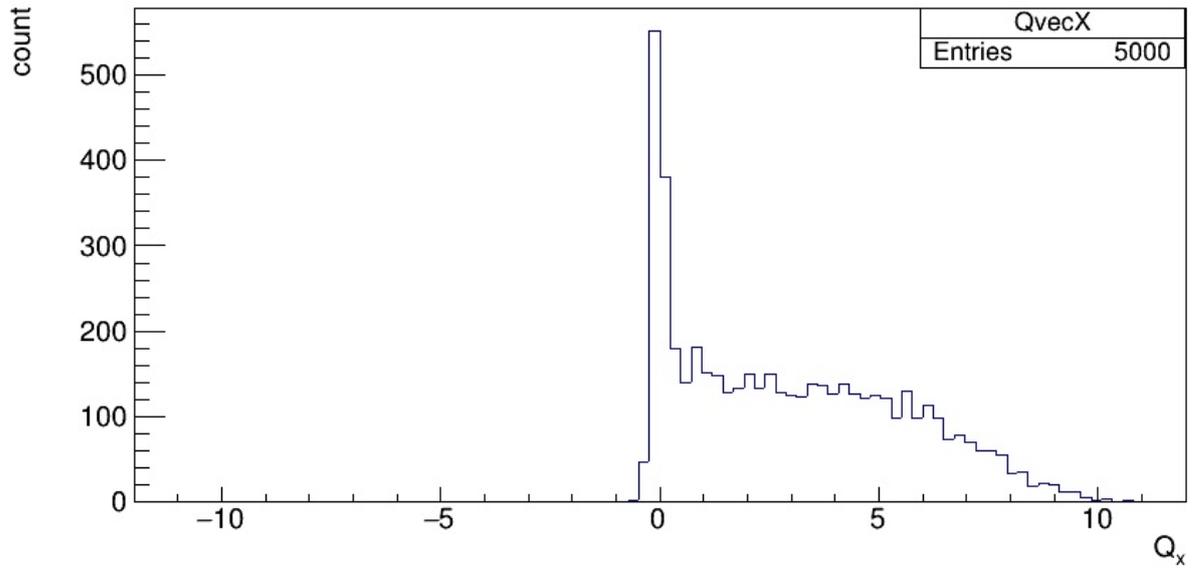
В настоящей работе использовались данные взаимодействия ядер ксенона (Xe) с цезиево-йодовой (CsI) мишенью при энергии пучка 3.9 ГэВ/нуклон. Число событий составляет 5000.

### 4.2. Распределение плоскости события.

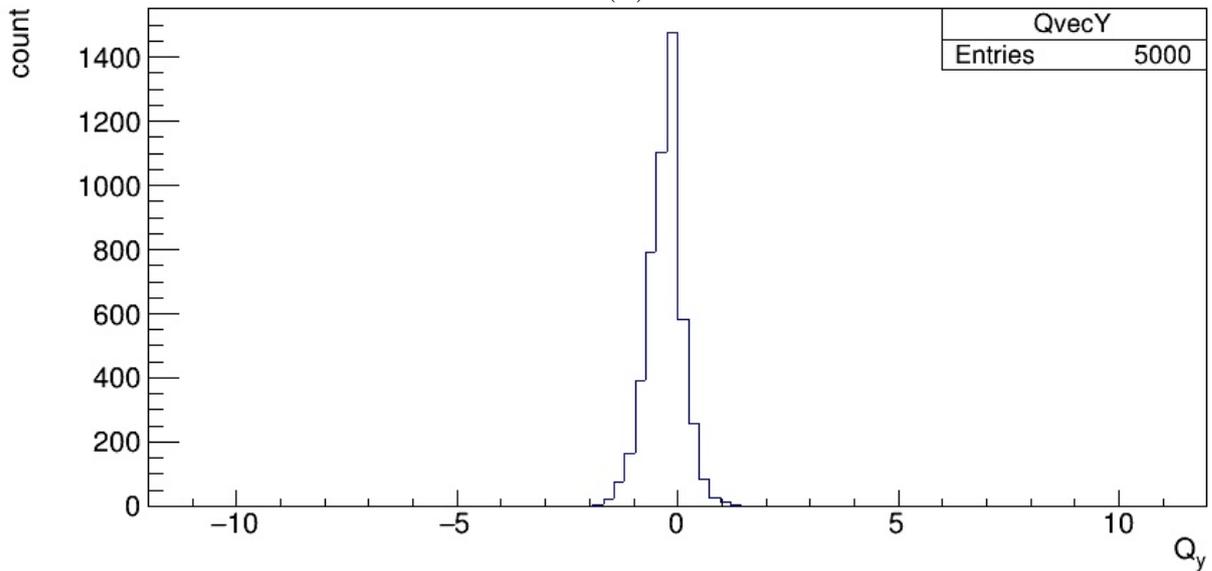
Компоненты Q-вектора были рассчитаны по формуле (3), где в качестве весовой функции была выбрана выделенная энергия в каждом модуле калориметра FNCal:

$$\vec{Q}_n = \begin{pmatrix} \sum_i \Delta E_i \cos(n\varphi_i) \\ \sum_i \Delta E_i \sin(n\varphi_i) \end{pmatrix}$$

Распределения значений  $Q_x$  и  $Q_y$  приведены на рис. 4.1.



(a)



(b)

Рис. 4.1: Распределение x-координаты Q-вектора (a), y-координаты Q-вектора (b) по событиям.

Значения угла плоскости события  $\Psi^{EP}$  для каждого события были рассчитаны по формуле (4), где номер гармоники  $n = 1$ . Значения угла реальной плоскости реакции  $\Psi^{RP}$  были взяты напрямую из данных моделирования. Распределения  $\Psi^{RP}$  и  $\Psi^{EP}$  представлены на рис. 4.2 и 4.3.

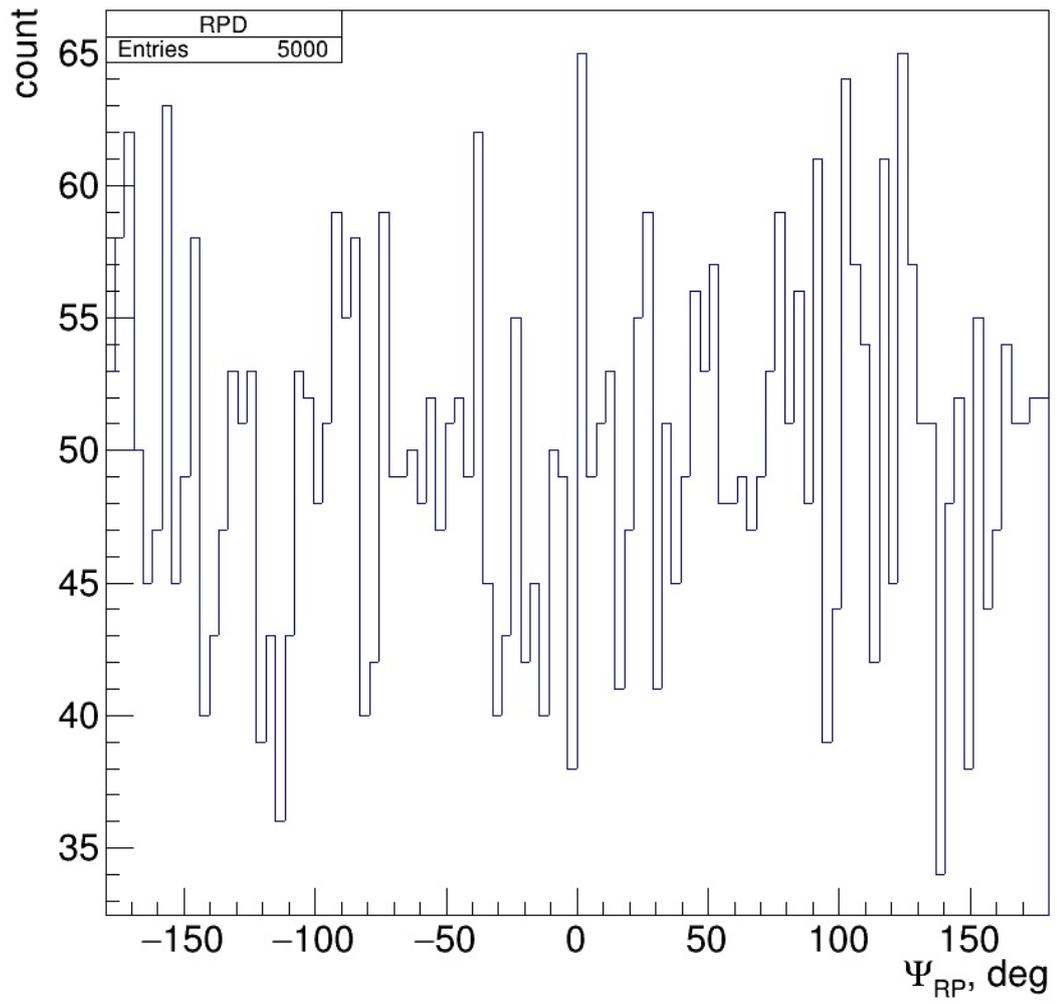


Рис. 4.2: Распределение угла плоскости реакции по событиям.

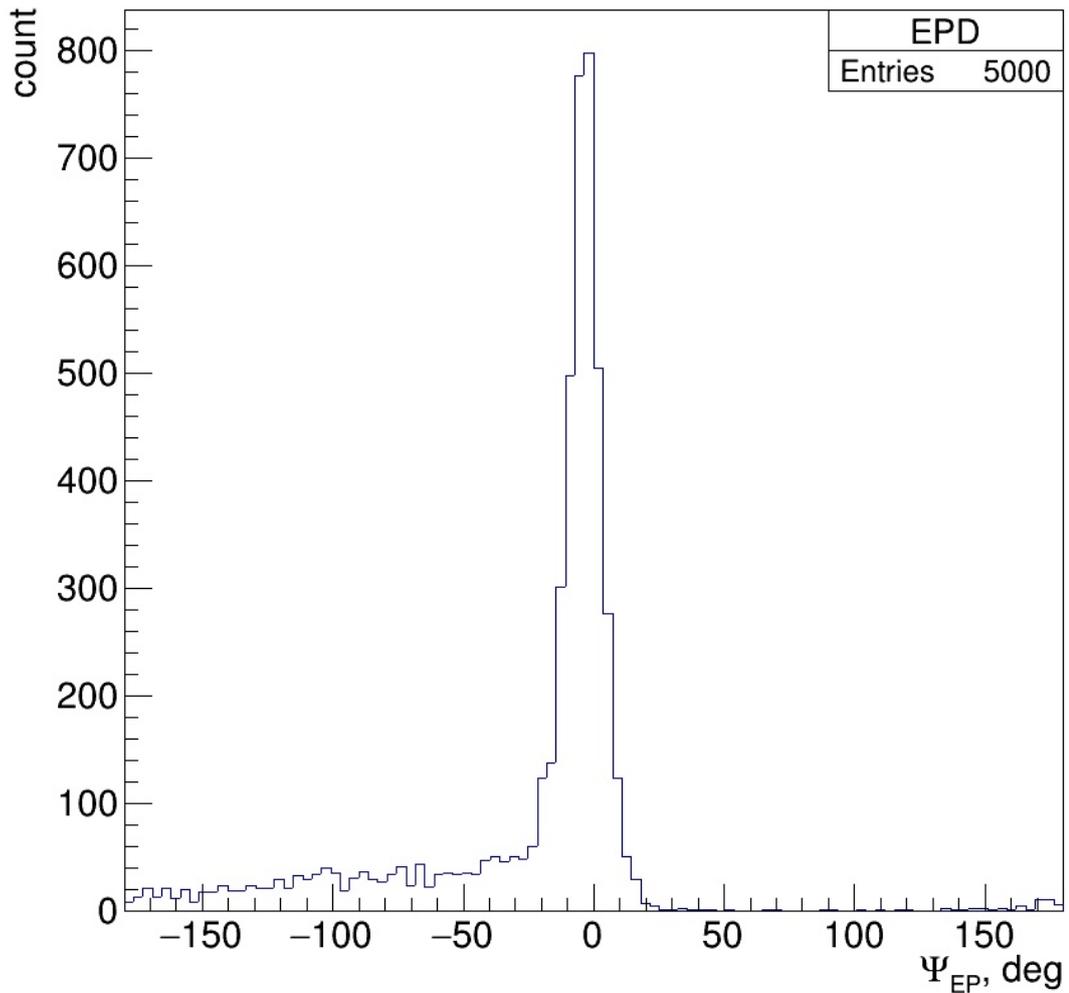
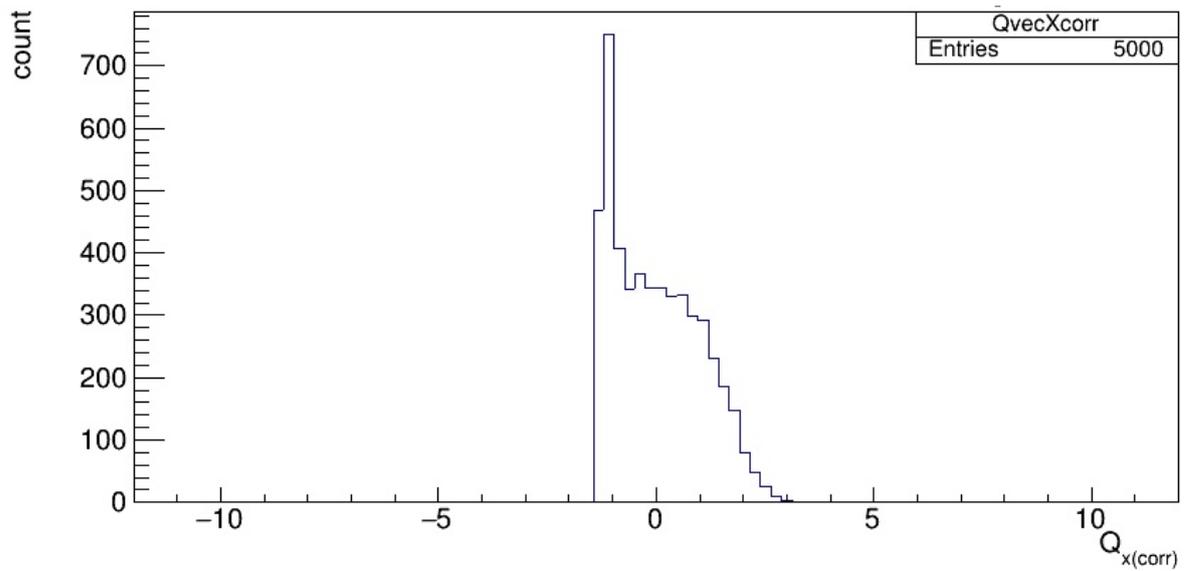
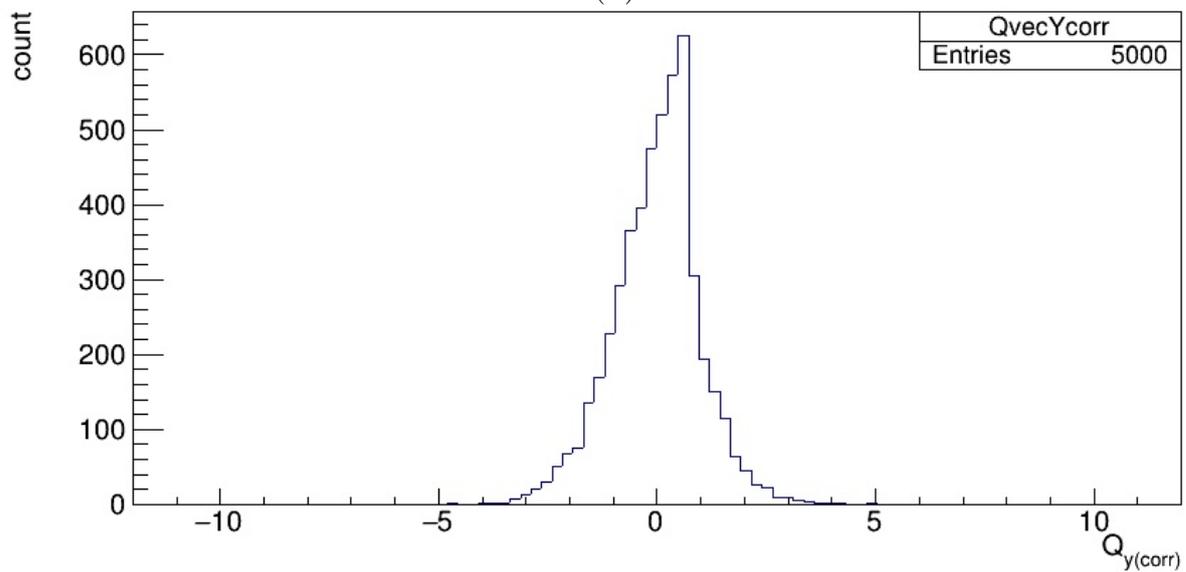


Рис. 4.3: Распределение угла плоскости события по событиям.

Большая разница полученных распределений может говорить о наличии эффектов анизотропии в распределении угла плоскости события, связанных с эффективностью и акцептансом детектора. Для коррекции распределения была применена процедура рецентринга. Для этого из распределений компонент Q-вектора были извлечены значения средней величины и стандартного отклонения и построены новые распределения, приведённые на рис. 4.4.



(a)



(b)

Рис. 4.4: Распределение  $x$ -координаты  $Q$ -вектора (a),  $y$ -координаты  $Q$ -вектора (b) по событиям после проведения процедуры рецентринга.

Вычисление значения угла плоскости события  $\Psi^{EP}$  проведены аналогичным способом, с учётом скорректированных значений компонент  $Q$ -вектора. Распределение угла плоскости события после процедуры рецентринга приведено на рис. 4.5.

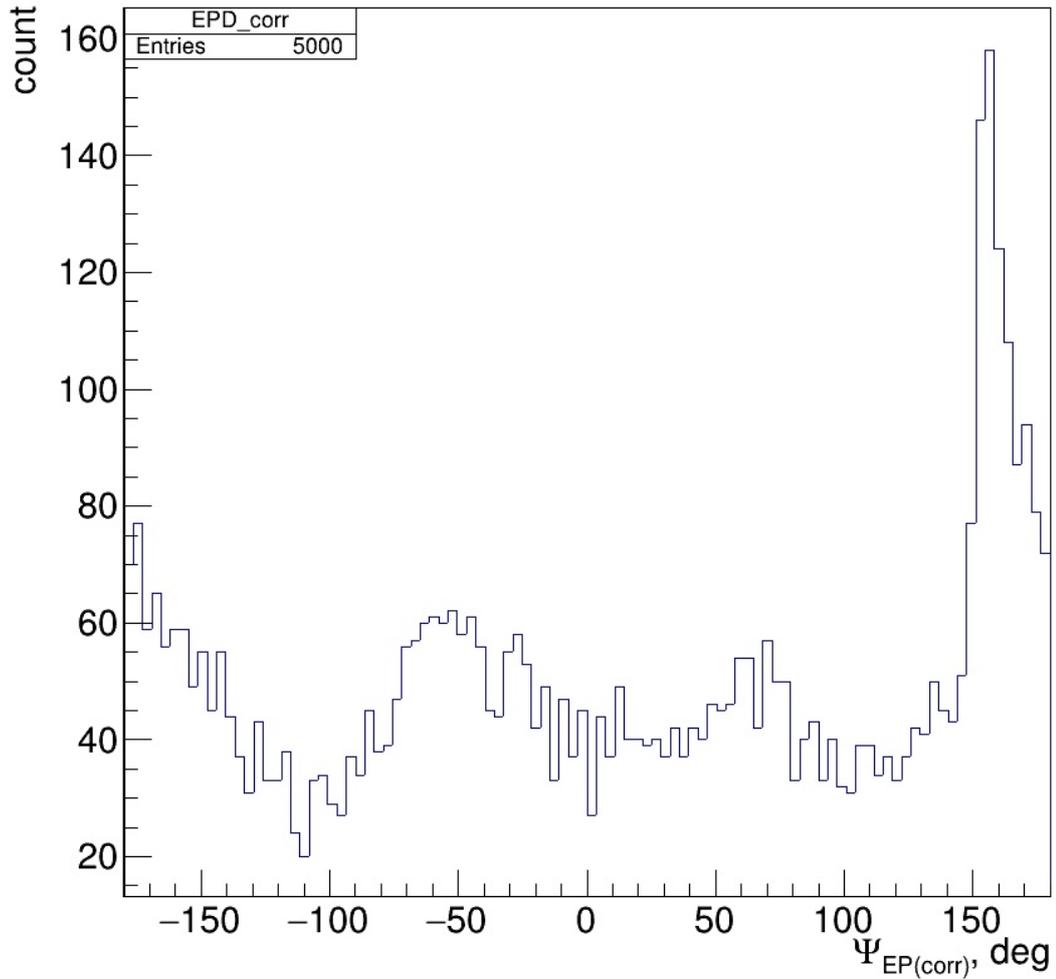


Рис. 4.5: Распределение угла плоскости события по событиям после проведения процедуры рецентринга.

Видно, что последнее распределение всё ещё отличается от смоделированного. Чтобы проверить степень различия, было рассчитано разрешение.

### 4.3. Разрешение

К расчёту разрешения были применены два подхода: а) расчёт по формуле (5) и б) расчёт ширины гауссовой функции, аппроксимирующей распределение разницы углов плоскости события и реальной плоскости реакции.

Расчёт по формуле (5) до рецентринга даёт значения

$$Res = 0.039.$$

После применения процедуры рецентринга разрешение получилось равным

$$Res_{(corr)} = 0.221.$$

Коррекция дает реальный эффект на полученное разрешение, улучшая его почти в 5 раз. Однако, даже после применения рецентринга разрешение оказалось не очень высоким. Это может быть связано с тем, что эффекты анизотропии при работе детектора достаточно велики, а также с малой статистикой.

Для более глубокого понимания различия между сгенерированной и восстановленной плоскостями реакции использовался второй подход к расчёту разрешения. Было построено распределение разницы углов  $\Psi^{EP} - \Psi^{RP}$  по событиям (рис. 4.6), которое было аппроксимировано гауссовой функцией. Ширина данной гауссовой функции  $\sigma = 84.02 \pm 0.25$ , что можно считать значением разрешения в градусах.

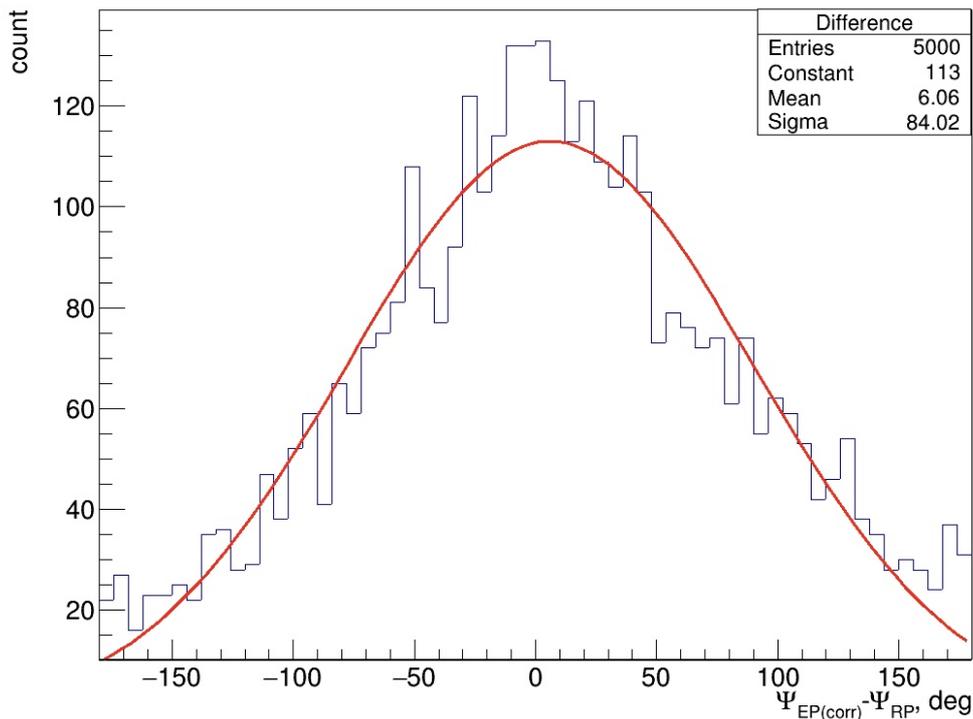


Рис. 4.6: Распределение разницы угла плоскости события после проведения процедуры рецентринга и угла плоскости реакции по событиям и его аппроксимация гауссовой функцией.

#### 4.4. Зависимость разрешения от центральности событий

При анализе смоделированных данных обычно строят зависимость разрешения плоскости события от центральности событий. Из данных моделирования были извлечены значения прицельного параметра каждого события и построено их распределение (рис. 4.7).

Далее полученное распределение было разделено на 5 бинов (промежутков) по 3 фм, для каждого из которых были проведены аналогичные расчёты, как для всех событий.

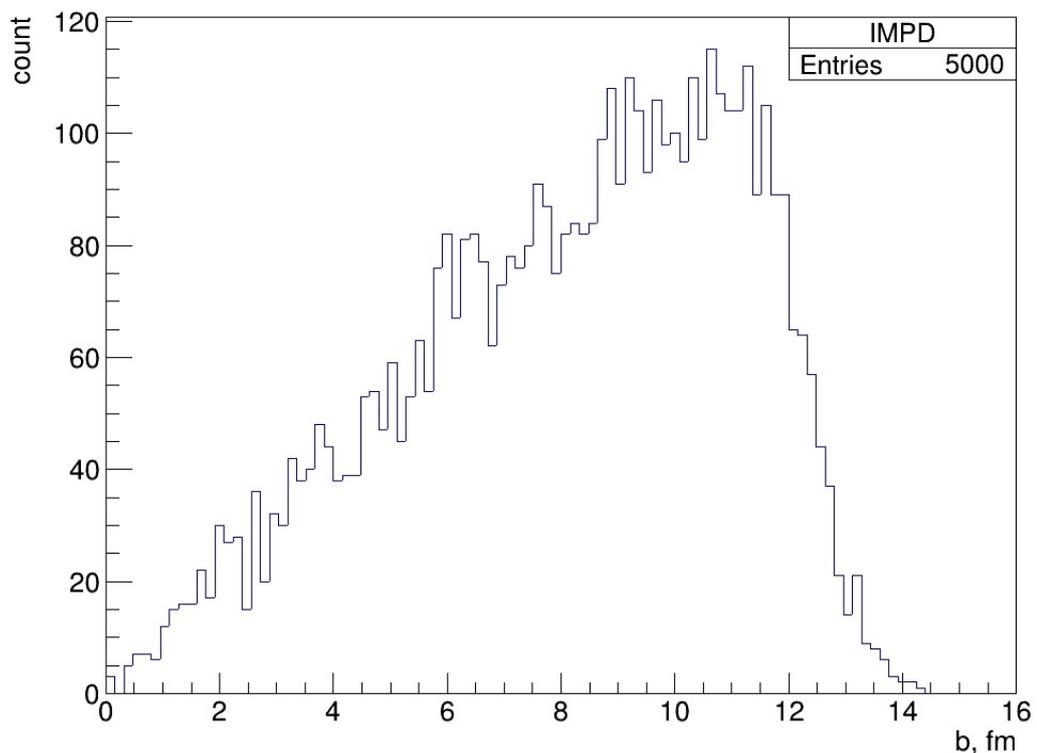
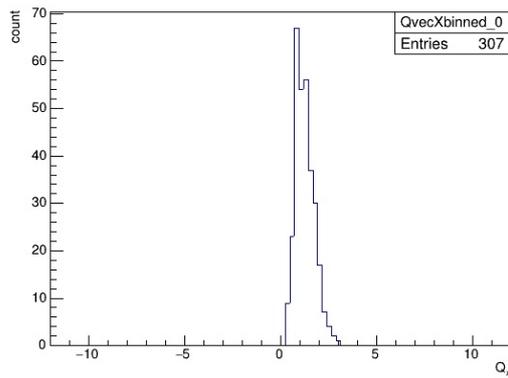


Рис. 4.7: Распределение значения прицельного параметра по событиям.

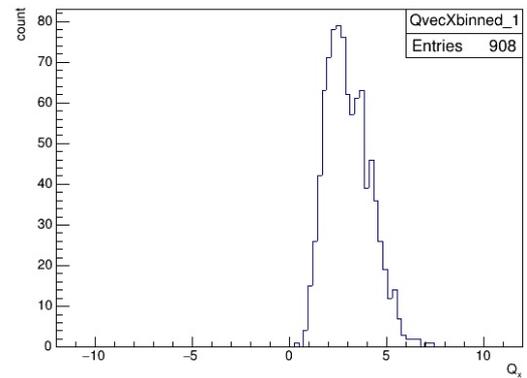
Распределения значений компонент  $Q$ -вектора (после процедуры рецентринга) для каждого бина приведены на рис. 4.8 и 4.9; распределения разницы углов плоскости реакции и плоскости события, а также аппроксимирующие эти распределения гауссовы функции приведены на рис. 4.10.

Из данных аппроксимации были извлечены ширины гауссовых функций вместе с их погрешностями, т.е. значения разрешения в градусах, далее был построен график зависимости разрешения плоскости события от

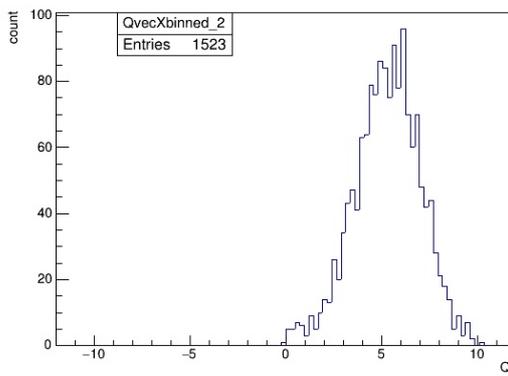
промежутка прицельного параметра (центральности). График приведён на рис. 4.11.



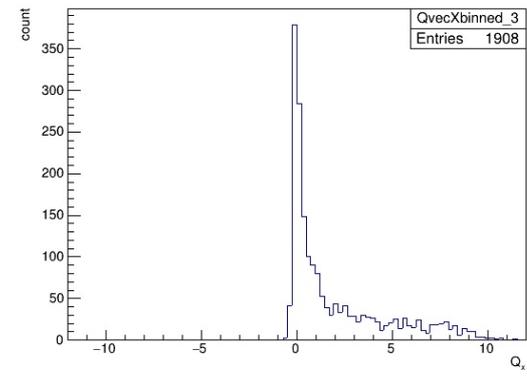
(a)



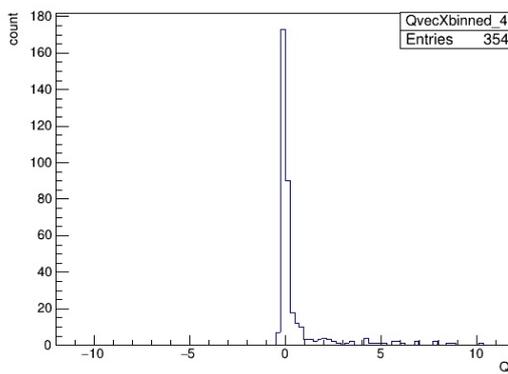
(b)



(c)

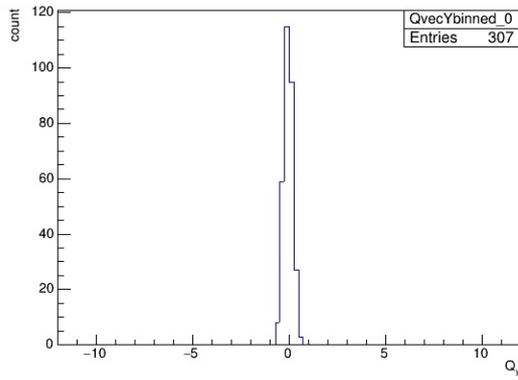


(d)

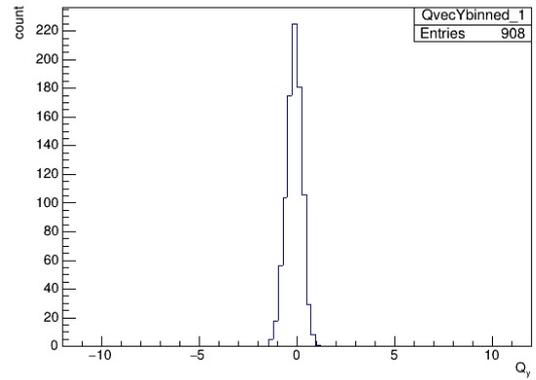


(e)

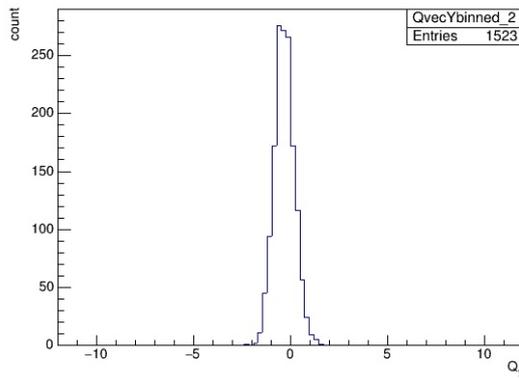
Рис. 4.8: Распределение x-координаты Q-вектора по событиям для каждого промежутка значений прицельного параметра: (a) 0-3 фм, (b) 3-6 фм, (c) 6-9 фм, (d) 9-12 фм, (e) 12-15 фм.



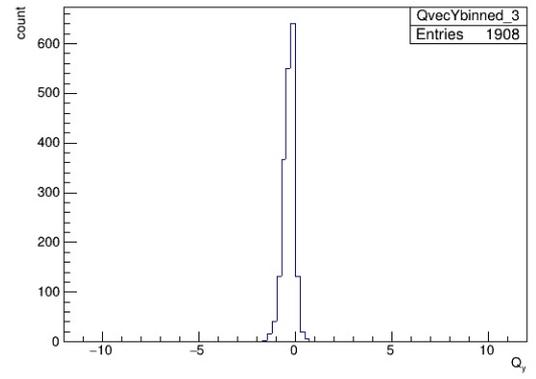
(a)



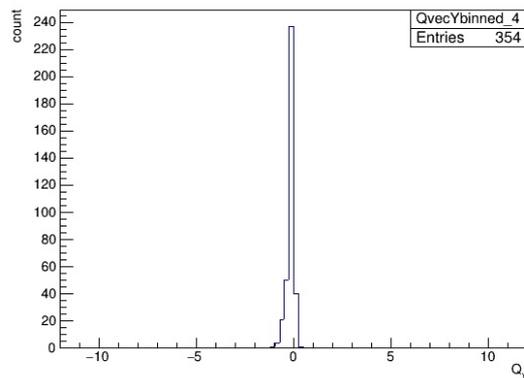
(b)



(c)

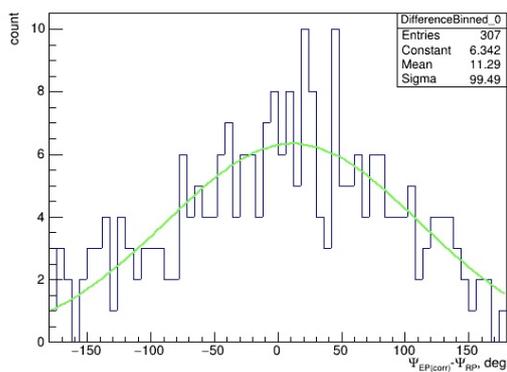


(d)

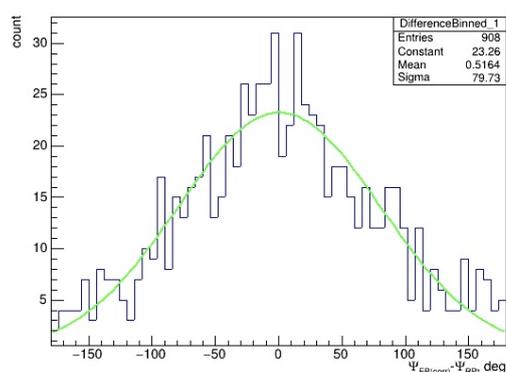


(e)

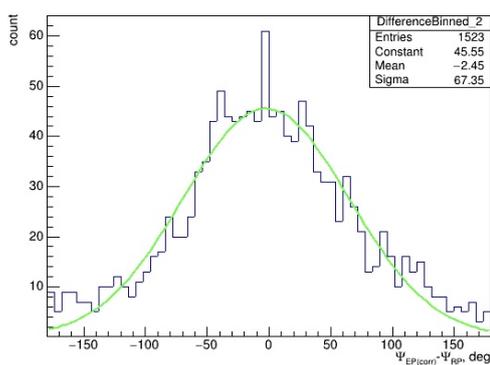
Рис. 4.9: Распределение  $y$ -координаты  $Q$ -вектора по событиям для каждого промежутка значений прицельного параметра: (a) 0-3 фм, (b) 3-6 фм, (c) 6-9 фм, (d) 9-12 фм, (e) 12-15 фм.



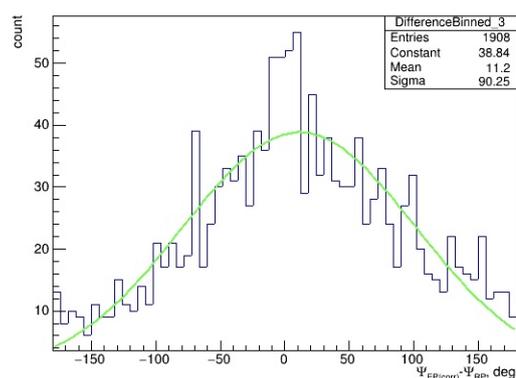
(a)



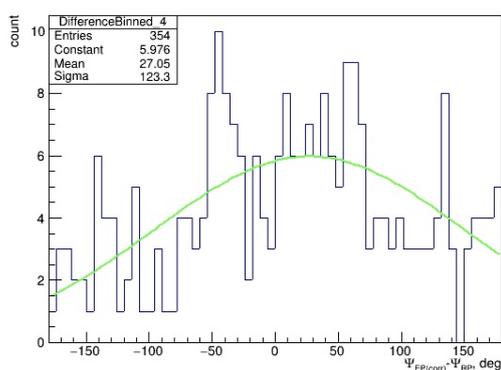
(b)



(c)



(d)



(e)

Рис. 4.10: Распределение разницы угла плоскости события после проведения процедуры рецентринга и угла плоскости реакции по событиям и его аппроксимация гауссовой функцией для каждого промежутка значений прицельного параметра: (a) 0-3 фм, (b) 3-6 фм, (c) 6-9 фм, (d) 9-12 фм, (e) 12-15 фм.

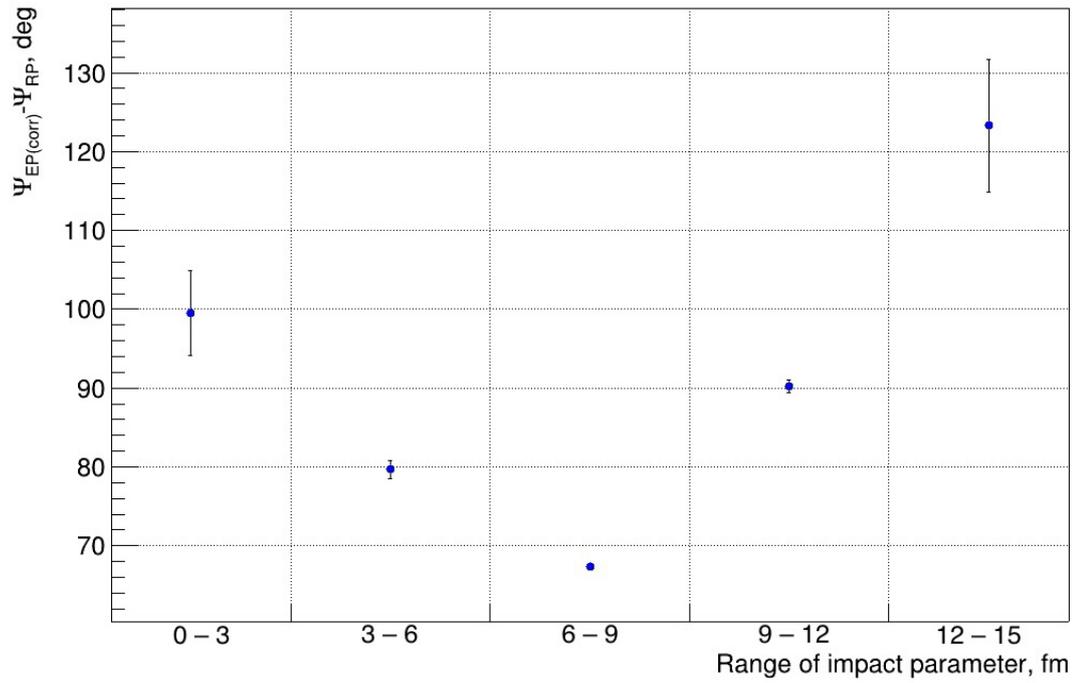


Рис. 4.11: График зависимости разрешения от промежутка значений прицельного параметра.

Видно, что за исключением первого и последнего промежутка, значения разрешения лежат в примерном интервале от 70 до 90 градусов, куда также попадает значение, рассчитанное для всех событий. Повышенные значения в первом и последнем бине могут быть связаны с малой статистикой, поскольку число событий в этих промежутках мало по сравнению с остальными.

## ВЫВОДЫ

В результате проведенного исследования было выявлено, что распределения углов реальной и восстановленной плоскостей реакции различаются по форме и параметрам. Применение метода уплощения (рецентринг) улучшает форму распределения и значение разрешения. Полученная после процедуры рецентринга величина разрешения плоскости события, однако, имеет довольно низкое значение, что скорее всего связано с влиянием характеристик детектора на азимутальную изотропию распределения плоскости события, а также с малой статистикой. Для дальнейшего улучшения разрешения плоскости реакции нужно проводить дополнительные процедуры уплощения.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основной целью данной работы являлось восстановление распределения плоскости реакции по данным установки ВМ@N и анализ точности восстановления.

В ходе работы были выполнены следующие задачи:

1. Изучены теоретические материалы об эксперименте ВМ@N и о восстановлении плоскости реакции.

2. Освоено программное обеспечение для обработки результатов экспериментов в физике высоких энергий — ROOT и VmnRoot. Проведена установка и настройка комплекса. Изучены основные способы работы в VmnRoot.

3. Произведено моделирование взаимодействия пучка ксенона (Xe) с цезиево-йодовой (CsI) мишенью при энергии пучка 3.9 ГэВ/нуклон.

4. Написан макрос для восстановления плоскости реакции по смоделированным данным, полученным для FNCal.

5. Получены распределения угла плоскости реакции, угла плоскости события, рассчитаны значения разрешения и получено распределение разрешения по интервалу прицельного параметра.

6. Проведён анализ полученных результатов.

Студент \_\_\_\_\_ Чинарьян А.Р.

Научный руководитель \_\_\_\_\_ Леонтьев В.В.

Зав. кафедрой  
академик РАН \_\_\_\_\_ Матвеев В.А.

" \_\_\_\_ " \_\_\_\_\_ 2022 г.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. <http://nuclphys.sinp.msu.ru>
2. The MPD Collaboration, “Status and initial physics performance studies of the MPD experiment at NICA”, [arXiv:2202.08970v1[physics.ins-det]] (2022)
3. P. Senger, “Exploring terra incognita in the phase diagram of strongly interacting matter — Experiments at FAIR and NICA”
4. <https://nica.jinr.ru>
5. [https://nica.jinr.ru/documents/Rep\\_NICA\\_Full\\_2019.pdf](https://nica.jinr.ru/documents/Rep_NICA_Full_2019.pdf)
6. F. Guber, D. Borisenko, D. Finogeev, M. Golubeva, A. Ivashkin, N. Karpushkin, S. Morozov, A. Senger, “New forward hadron calorimeter for centrality and reaction plane determination at BM@N heavy ion experiments”, EPJ Web of Conferences 204, 07007 (2019)
7. F. Guber, M. Golubeva, A. Ivashkin, A. Izvestnyy, M. Kapishin, N. Karpushkin, S. Morozov, E. Zherebtsova, “Measurements of Centrality in Nucleus–Nucleus Collisions at the BM@N Experiment”, Physics of Particles and Nuclei volume 52, pages 571–577 (2021)
8. M.B. Tsang, R.T. de Souza, Y.D. Kim, D.R. Bowman, N. Carlin, C.K. Gelbke, W.G. Gong, W.G. Lynch, L. Phair, F. Zhu, “Reaction plane determination for  $^{36}\text{Ar}+^{197}\text{Au}$  collisions at  $E/A = 35$  MeV”, Physical Review C, volume 44, number 5 (1991)
9. Emanuele Lorenzo Simili, “Elliptic Flow Measurement at ALICE”, ISBN: 978-90-393-4839-0

10. D. Dryablov, K. Gudima, M. Kapishin, E. Litvinenko, G. Musulmanbekov, V. Zheger, “Event Centrality Determination and Reaction Plane Reconstruction at MPD”, MPD 2013-03 PHYS-002
11. V. Mikhaylov, A. Kugler, V. Kushpil, I. Selyuzhenkov, P. Tlustý, “Performance study of the anisotropic flow and reaction plane reconstruction in the CBM experiment”, Journal of Physics: Conference Series 742 (2016)
12. A. Taranenko, A. Kugler, R. Pleskač, P. Tlustý, V. Wagner, H. Löhner, R.W. Ostendorf, R.H. Siemssen, P.H. Vogt, H.W. Wilschut, R. Averbek, S. Hlaváč, R. Holzmann, A.Schubert, R.S. Simon, R. Stratmann, F. Wissmann, Y. Charbonnier, G. Martínez, Y. Schutz, J. Díaz, A. Marín, A. Döppenschmidt, M. Appenheimer, V. Hejny, V. Metag, R. Novotny, H. Ströher, J. Weiß, A.R. Wolf, M. Wolf, “Elliptic flow of  $\eta$  and  $\pi^0$  Mesons in Heavy-Ion Collisions at 2 AGeV”, [arXiv:nucl-ex/9910002v1] (1999)
13. Valeria Zelina Reyna Ortiz, “Study of the event plane resolution in Au-Au collisions with the Beam Monitor Detector of MPD-NICA at JINR” (2018)
14. Mathilde Himmelreich, “Comparative Study of Flow Analysis Algorithms Using 1.23 AGeV Au+Au Data Measured with HADES” (2017)
15. Srikanta Tripathy, “Elliptic flow: Analysis methods” (2020)
16. Srikanta Tripathy, “Elliptic flow: Approach to data” (2020)
17. <https://root.cern>
18. <https://bmn.jinr.ru>
19. A.M. Poskanzer, S.A. Voloshin, “Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions”, [arXiv:nucl-ex/9805001v2] (1998)
20. Nicolas Borghini, Phuong Mai Dinh, Jean-Yves Ollitrault, “Flow analysis from multiparticle azimuthal correlations”, [arXiv:nucl-th/0105040v2] (2001)
21. Mikhail Mamaev, Oleg Golosov, Ilya Selyuzhenkov, “Methods for event plane determination in flow measurements with HADES at SIS18” (2020)