

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

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

**«ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА КОЛЛЕКТИВНОГО
ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ
ИОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ STAR»**

Выполнил студент
409 академической группы
Снигирев Сергей Иванович

Научный руководитель:
доктор физ.-мат. наук
Строковский Евгений Афанасьевич

Научный консультант:
кандидат физ.-мат. наук
Апарин Алексей Андреевич

Допущен к защите _____
Заведующий кафедрой академик РАН
Матвеев В.А.

МОСКВА
2021

Оглавление

Введение	2
1. Теория	3
1.1. Физика тяжелых ионов	3
1.2. Временная эволюция столкновения	3
1.3. Завихренность в столкновениях тяжелых ионов	4
1.4. Спин и поляризация	6
1.4.1. Основные понятия	7
1.4.2. Связь завихренности и поляризации	8
1.5. Поляризация Λ	12
2. Эксперимент STAR	14
2.1. ТРС - время-проекционная камера	15
2.2. TOF - времяпролетная камера	16
2.3. Триггерная система	16
2.3.1. Центральный триггер СТВ	16
2.3.2. Калориметр нулевого угла ZDC	17
2.3.3. Профилометры пучка ВВС	17
2.3.4. Электромагнитные калориметры	18
3. Полученные результаты	19
3.1. Программное обеспечение	19
3.2. Методика обработки	19
3.3. Анализ результатов	20
Выводы	27
Заключение	28
Список использованных источников	29

Введение

Одно из направлений ядерной физики — физика тяжелых ионов, занимается исследованием ядерных реакций, переходом одних ядер в другие, синтезом новых ядер. Физика тяжелых ионов позволяет изучать коллективные ядерные процессы, характеризуемые предельно большими изменениями ядерной формы, сильным перераспределением энергии между различными степенями свободы системы.

Глава 1.

Теория

1.1. Физика тяжелых ионов

Столкновения тяжелых ядер при ультрарелятивистских энергиях создают кварк-глюонную плазму (КГП), характеризующуюся цветными партонами как динамическими степенями свободы. Такая система образовалась сразу после Большого Взрыва. Более двух десятилетий научное сообщество систематически изучает такие системы в столкновениях тяжелых ионов, чтобы получить представление о квантовой хромодинамике (КХД) в экстремальных условиях. В результате сформировалась область релятивистской физики тяжелых ионов. После осознания того, что КГП в этих столкновениях является квази-идеальной жидкостью, то есть жидкостью с минимальным соотношением вязкости к плотности энтропии, гидродинамика стала доминирующей теоретической основой для изучения данной системы.

1.2. Временная эволюция столкновения

Эволюцию системы сталкивающихся ядер делят на несколько фаз:

Начальная фаза включает в себя жесткие столкновения нуклонов ядра, резкий рост плотности энергии и энтропии, образование сгустка экстремально возбужденной материи

При достаточно высокой начальной энергии происходит фазовый переход от адронного газа в кварк - глюонную плазму.

В фазе КГП происходит расширение и охлаждение фаербола, в котором можно выделить два этапа: химическое вымораживание - обратный переход КГП в адронную материю, т.н. адронизация. На этом этапе образуются финальные γ -кванты, из которых в последствии происходит рождение электрон - позитронных пар. Далее происходит кинетическое вымораживание, при котором столкновения финальных частиц прекращаются и фиксируется состояние системы, которое мы наблюдаем в детекторе.

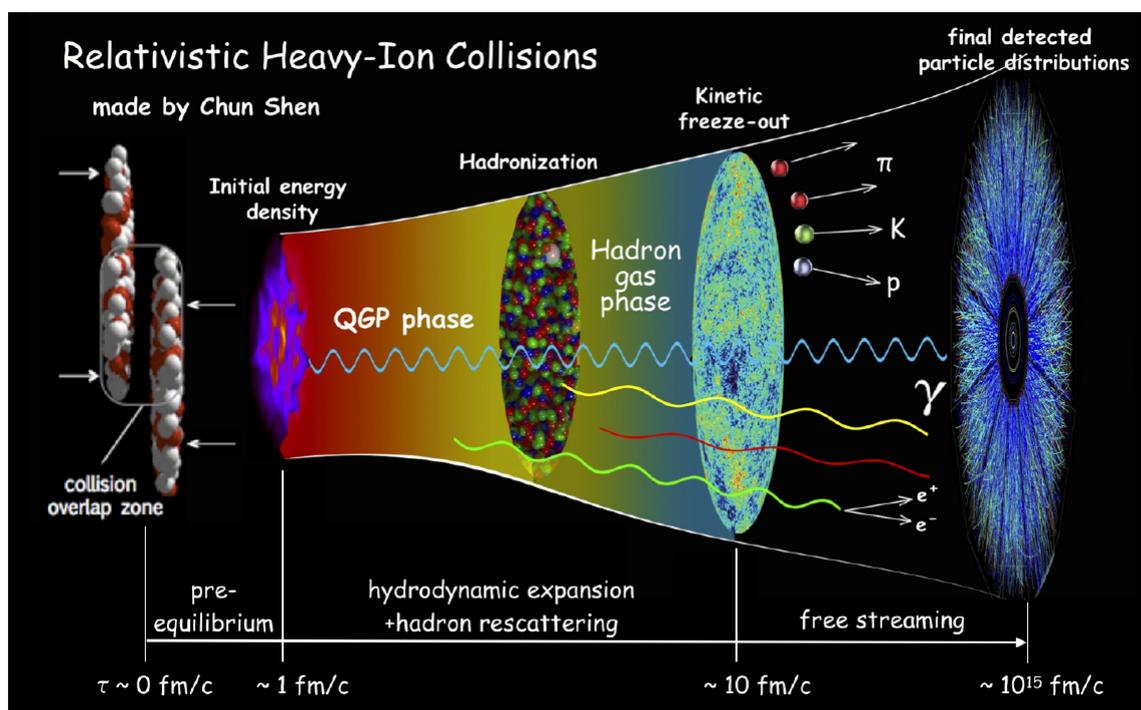


Рис. 1.1: Временная эволюция системы двух сталкивающихся релятивистских ядер.

1.3. Завихренность в столкновениях тяжелых ионов

Одним из отличий столкновений тяжелых ионов по сравнению с протон-протонными столкновениями, является геометрия столкновения, в частности, их различия в центральности.

Нецентральное столкновение имеет следующую геометрию:

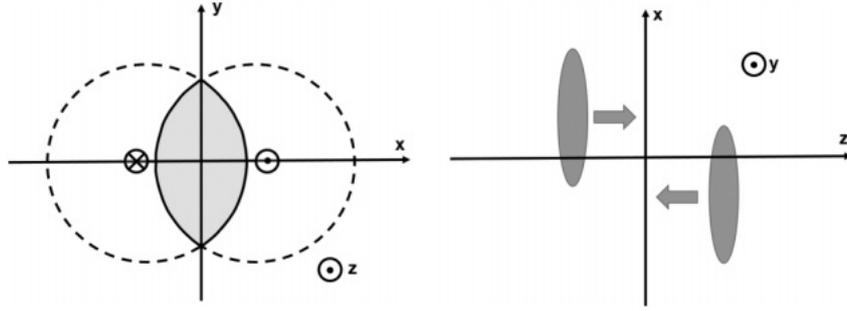


Рис. 1.2: Ось X направлена вдоль прицельного параметра \vec{b} .
 Ось Y перпендикулярна к плоскости реакции.
 Ось Z направлена по оси движения частиц.

Именно вследствие своей геометрии, нецентральные ядро-ядерные столкновения имеют большой орбитальный угловой момент системы, направленный перпендикулярно к плоскости реакции.

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p} \approx 10^6 \hbar$$

Образованная таким путем кварк-глюонная плазма имеет сильно завихренную структуру, которую можно описывать как жидкость. Завихренность, полученная в столкновениях тяжелых ионов является самой большой, когда-либо полученной в лабораторных условиях.

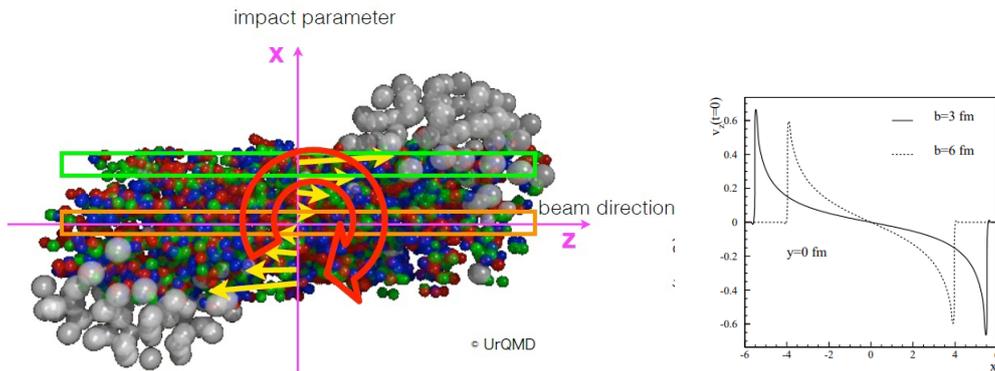


Рис. 1.3: Схема столкновения. Стрелками показано направление скоростей.

Поскольку частицы-спектаторы налетающих ядер движутся в противоположном направлении со скоростью, близкой к скорости света,

ождается, что z-компонента периферических частиц и частиц находящихся ближе к центру столкновения, будет различной.

Простейшей оценкой нерелятивистской завихренности является формула:

$$\omega = \frac{1}{2} \Delta \times \mathbf{v}$$

В нашем случае будет рассматриваться только y -компонента завихренности, так как угловой момент всей системы направлен перпендикулярно к плоскости реакции, то есть вдоль Y .

Помимо этого, существует другое определение завихренности:

$$\omega_{\mu\nu}^{(th)} = -\frac{1}{2}[\partial_\mu(\beta u_\nu) - \partial_\nu(\beta u_\mu)] = \frac{1}{T}\omega_{\mu\nu}^{(K)} - \frac{1}{2T^2}(u_\mu\partial_\nu T - u_\nu\partial_\mu T) = \frac{1}{T}\omega_{\mu\nu}^{(K)} + \omega_{\mu\nu}^{(th)}(T)$$

Эта формулировка является более подходящей для вычисления глобальной поляризации.

1.4. Спин и поляризация

Тот факт, что спин и завихренность тесно связаны, не является новым открытием, и все же существует относительно немного примеров физических систем, которые демонстрируют эффект связи между механическим угловым моментом объемной материи и спином частиц, составляющих это вещество.

Два основополагающих измерения были опубликованы почти одновременно более века назад. Барнетт заметил, что изначально не намагниченный стальной цилиндр будет генерировать магнитное поле при вращении. В том же году Эйнштейн и де Гаас наблюдали дополнительный эффект: неподвижный ферромагнитный объект начинает вращаться при введении внешнего магнитного поля. В обоих случаях это явление связывает сохранение полного углового момента, с одной стороны, и в равномерном распределении углового момента, то есть в термодинамическом равновесии, с другой.

В этих случаях основное механическое движение представляет со-

бой вращение твердого тела. Лишь недавно в жидкости наблюдалась механически индуцированная спиновая поляризация. Жидкая ртуть, протекающая по каналу, испытывает вязкие силы вдоль стенок канала, создавая локальное поле завихренности, сила и направление которого меняются в зависимости от положения. Затем гидродинамическое взаимодействие завихренности и спина создает соответствующее поле электронной поляризации, которое было измерено с помощью обратного спинового эффекта Холла. Этот эксперимент, в котором наблюдаются как завихренность, так и индуцированная поляризация, важен для установления существования явления в жидкостях.

Поляризация в релятивистских тяжелых ионах обладает двумя уникальными особенностями. Во-первых, ее измерение - это непосредственное наблюдение среднего спина частиц; в обычной материи это невозможно. Во-вторых, что более важно, рассматриваемая система - КГП с очень высокой энергией - почти нейтральна по электрическому заряду.

1.4.1. Основные понятия

В нерелятивистской квантовой механике вектор спина определяется следующим образом:

$$\mathbf{S} = \langle \hat{S} \rangle = tr(\hat{\rho} \hat{\mathbf{S}})$$

где $\hat{\rho}$ оператор рассматриваемой частицы, а $\hat{\mathbf{S}}$ оператор спина. Вектор поляризации определяется как среднее значение оператора спина, нормированный на спин частицы:

$$\mathbf{P} = \frac{\langle \hat{\mathbf{S}} \rangle}{S}$$

отсюда его максимальное значение $\|\mathbf{P}\| \leq 1$.

Можно ввести 4-вектор оператора спина:

$$\hat{S}^\mu = -\frac{1}{2m} \epsilon^{\mu\nu\rho\lambda} \hat{J}_{\nu\rho} \hat{p}_\lambda$$

где \hat{J} и \hat{p} это оператор углового момента и оператор 4-импульса отдельной частицы. 4-векторы спина и поляризации могут быть напрямую получены из предыдущих уравнений:

$$S^\mu = \langle \hat{S}^\mu \rangle \equiv tr(\hat{\rho} \hat{S}^\mu)$$

и

$$P^\mu = \frac{\langle \hat{S}^\mu \rangle}{S}$$

В системе отсчета частиц оба 4-вектора имеют исчезающую составляющую времени и сводятся к 3-векторам:

$$S^* = (0, \mathbf{S}^*) \quad P^* = (0, \mathbf{P}^*)$$

Очевидно, они будут иметь нетривиальные соотношения преобразования между различными инерциальными системами отсчета, в отличие от нерелятивистской квантовой механики, где они просто инвариантны относительно преобразования Галилея.

Для совокупности частиц, вектор спина частицы с импульсом p может быть записан:

$$S^\mu(p) = -\frac{1}{2m} \epsilon^{\mu\nu\rho\lambda} \frac{\sum_\sigma tr(\hat{\rho} \hat{J}_{\mu\rho} \hat{p}_\lambda a_{p,\sigma}^\dagger a_{p,\sigma})}{\sum_\sigma tr(\hat{\rho} a_{p,\sigma}^\dagger a_{p,\sigma})}$$

где $\hat{\rho}$ это оператор плотности, \hat{J} и \hat{p} - операторы глобального углового момента и 4-импульс, $a_{p,\sigma}$ - оператор распада частицы с импульсом p и спиновой составляющей σ .

1.4.2. Связь завихренности и поляризации

Предположим, что у нас есть нерелятивистская система частиц, находящаяся в состоянии равновесия в термостате при температуре T во вращающемся сосуде, который имеет угловую скорость ω . Для этой системы, оператор плотности будет выглядеть как:

$$\begin{aligned}\hat{\rho} &= \frac{1}{Z} \exp[-\hat{H}/T + \nu\hat{Q}/T + \boldsymbol{\omega} \cdot \hat{\mathbf{J}}/T + \hat{\boldsymbol{\mu}} \cdot \mathbf{B}/T] = \\ &= \frac{1}{Z} \exp[-\hat{H}/T + \nu\hat{Q}/T + \boldsymbol{\omega} \cdot (\hat{\mathbf{L}} + \hat{\mathbf{S}})/T + \hat{\boldsymbol{\mu}} \cdot \mathbf{B}/T]\end{aligned}$$

где для полноты описания включены электрический заряд \hat{Q} и постоянное и однородное внешнее магнитное поле \mathbf{B} ($\hat{\boldsymbol{\mu}} = \mu\hat{\mathbf{S}}/S$ - магнитный момент). Угловая скорость $\boldsymbol{\omega}$ играет роль химического потенциала для углового момента и в частности для спина. Если постоянная угловая скорость $\boldsymbol{\omega}$, а также постоянное магнитное поле \mathbf{B} параллельны, вышеупомянутый оператор плотности может быть диагонализирован в базисе собственных векторов компоненты оператора спина, параллельной $\boldsymbol{\omega}$, $\hat{\mathbf{S}} \cdot \hat{\boldsymbol{\omega}}$, тем самым приводя к распределению вероятностей для его различных собственных значений m . В частности, различные вероятности:

$$w[T, B, \boldsymbol{\omega}](m) = \frac{\exp\left[\frac{\mu B/S + \boldsymbol{\omega} m}{T}\right]}{\sum_{m=-S}^S \exp\left[\frac{\mu B/S + \boldsymbol{\omega} m}{T}\right]}$$

Это уравнение распределения может быть использовано для оценки вектора спина. Единственная отличная от нуля составляющая вектора спина находится вдоль направления угловой скорости. Для случая с $\mathbf{B} = 0$:

$$\begin{aligned}\mathbf{S} &= \hat{\boldsymbol{\omega}} \frac{\sum_{m=-S}^S m \exp\left[\frac{\boldsymbol{\omega} m}{T}\right]}{\sum_{m=-S}^S \exp\left[\frac{\boldsymbol{\omega} m}{T}\right]} = \hat{\boldsymbol{\omega}} \frac{\partial}{\partial(\boldsymbol{\omega}/T)} \sum_{m=-S}^S \exp\left[\frac{\boldsymbol{\omega} m}{T}\right] = \\ &= \hat{\boldsymbol{\omega}} \frac{\partial}{\partial(\boldsymbol{\omega}/T)} \frac{\sinh[(S + 1/2)\boldsymbol{\omega}/T]}{\sinh[\boldsymbol{\omega}/2T]}\end{aligned}$$

где $\hat{\boldsymbol{\omega}}$ это единичный вектор вдоль направления $\boldsymbol{\omega}$. В большинстве случаев (в том числе при столкновениях релятивистских тяжелых ионов) отношение между $\boldsymbol{\omega}$ и T очень мало, и разложение первого порядка приведенных выше выражений оказывается очень хорошим приближением. Таким образом:

$$\mathbf{S} \approx \hat{\boldsymbol{\omega}} \frac{\sum_{m=-S}^S m^2 \boldsymbol{\omega}/T}{2S + 1} = \frac{S(S + 1)}{3} \frac{\boldsymbol{\omega}}{T}$$

Теперь мы можем указать вектор поляризации. Для $S = \frac{1}{2}$ и приведенных выше уравнений, получим:

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2}\mathbf{P} = \frac{1}{2} \tanh(\omega/2T)\hat{\omega} \approx \frac{1}{4} \frac{\omega}{T}$$

Для $S = 1$:

$$\mathbf{S} = \mathbf{P} = \frac{2 \sinh(\omega/T)}{1 + 2 \cosh(\omega/T)}\hat{\omega} \approx \frac{2}{3} \frac{\omega}{T}$$

И для $S = \frac{3}{2}$:

$$S = \frac{3}{2} = \frac{(3/2) \sinh(3\omega/2T) + (1/2) \sinh(\omega/2T)}{\cosh(3\omega/2T) + \cosh(\omega/2T)}\hat{\omega} \approx \frac{5}{4} \frac{\omega}{T}$$

Если так же будет присутствовать магнитное поле, параллельное завихренности, магнитные эффекты могут быть включены путем замены:

$$\omega \rightarrow \omega + \mu\mathbf{B}/S$$

Как было сказано ранее, все приведенные выше формулы применимы к случаю отдельной нерелятивистской частицы в термодинамическом равновесии с постоянной температурой, однородной угловой скоростью и магнитным полем. Следовательно, это должно быть хорошее приближение, когда физические условия не далеки от описанных, а именно, нерелятивистская жидкость, состоящая из нерелятивистских частиц с медленно меняющейся температурой, завихренностью и магнитным полем. Однако, по крайней мере, в релятивистских ядерных столкновениях скорость жидкости релятивистская, массивные частицы со спином могут рождаться с импульсами, сравнимыми с их массой, а локальная релятивистская завихренность - какой бы она ни была - может быть неоднородной. Кроме того, существует общий вопрос о том, каково собственное релятивистское расширение угловой скорости или отношения ω/T , фигурирующее во всех приведенных выше формулах. Вектор спина в системе покоя для частицы со спином S , для полностью релятивистского

идеального газа, определяется выражением:

$$\mathbf{S}^* = S\mathbf{P}^* = \frac{\partial}{\partial(\omega/T)} \frac{\sinh[(S + 1/2)\omega/T]}{\sinh[\omega/2T]} \times \left[\frac{\varepsilon}{m} \hat{\boldsymbol{\omega}} - \frac{1}{m(\varepsilon + m)} (\hat{\boldsymbol{\omega}} \cdot \mathbf{p}) \mathbf{p} \right]$$

где \mathbf{p} это импульс, а ε это энергия частицы в системе отсчета, в которой жидкость вращается с жестким полем скорости с постоянной угловой скоростью $\boldsymbol{\omega}$. Видно, что вектор спина имеет компоненту вдоль его импульса, в отличие от нерелятивистского случая, в котором указанная компонента исчезает в пределе малых скоростей.

Распространение этих результатов на жидкость, которая, как предполагается, возникает на так называемой гидродинамической стадии ядерного столкновения при высоких энергиях, а также включение эффектов квантовой статистики, требует более мощных теоретических инструментов. В частности, если мы хотим описать поляризацию частиц локально, такой метод требует вычисления квантово-релятивистской функции Вигнера и спинового тензора. Используя такой подход, было найдено, что для частиц со спином $\frac{1}{2}$ и 4-импульсом p , рожденных в точке x :

$$S^\mu(x, p) = -\frac{1}{8m} (1 - n_F) \epsilon^{\mu\rho\sigma\tau} p_\tau \bar{\omega}_{\rho\sigma}$$

где $n_F = (1 + \exp[\beta(x) \cdot p - \nu(x)Q/T(x)] + 1)^{-1}$ распределение Ферми - Дирака, а $\bar{\omega}$ - термальная завихренность в точке x . По этой формуле видно, что за средний спин частицы отвечает термальная завихренность. В нерелятивистском пределе это уравнение дает формулы, полученные выше. Разложим антисимметричный тензор на два пространственных вектора, аксиальный и полярный:

$$\bar{\omega}_c^\mu = -\frac{1}{2} \epsilon^{\mu\rho\sigma\tau} \bar{\omega}_{\rho\sigma} u_\tau \quad \alpha_c^\mu = \bar{\omega}^{\mu\nu} u_\nu$$

так же как тензор электромагнитного поля может быть разложен на электрическое и магнитные поля. Тогда можно переписать:

$$S^\mu(x, p) = \frac{1}{4} (1 - n_F) \bar{\omega}_c^\mu$$

Чтобы экспериментально получить вектор спина частиц, как функцию 4 - импульса, необходимо проинтегрировать приведенные выше выражения по гиперповерхности партиклизации Σ :

$$S^\mu(p) = \frac{\int d\Sigma_\lambda p^\lambda f(x, p) S^\mu(x, p)}{\int d\Sigma_\lambda p^\lambda f(x, p)}$$

Тогда средний вектор спина, т.е. усредненный по импульсу, для частиц с $S = \frac{1}{2}$ может быть выражен как:

$$s^\mu = \frac{1}{N} \int \frac{d^3p}{p^0} \int d\Sigma_\lambda p^\lambda n_F(x, p) S^\mu(x, p)$$

где $N = \int \frac{d^3p}{p^0} \int d\Sigma_\lambda p^\lambda n_F(x, p)$ - среднее число частиц образующихся на поверхности партиклизации. Можно также получить выражение вектора спина в системе покоя с учетом Лоренц-инвариантности:

$$S^{*\mu} = \frac{1}{N} \int \frac{d^3p}{p^0} \int d \sum_\lambda p^\lambda n_F(x, p) S^{*\mu}(x, p)$$

1.5. Поляризация Λ

Впервые поляризация Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперона была измерена в столкновениях Au - Au при энергии в системе центра масс $\sqrt{S_{NN}} = 62.4$ и 200 GeV в эксперименте STAR на RHIC. Первые результаты давали оценку $P_{\Lambda, \bar{\Lambda}} < 0.02$. Этот результат был найден при высоких энергиях, из-за чего получилось небольшое значение поляризации.

Однако, позже были измерены значения поляризации в диапазоне низких энергий $\sqrt{S_{NN}} = 7.7 - 39$ ГэВ, а результаты были представлены в виде следующего графика:

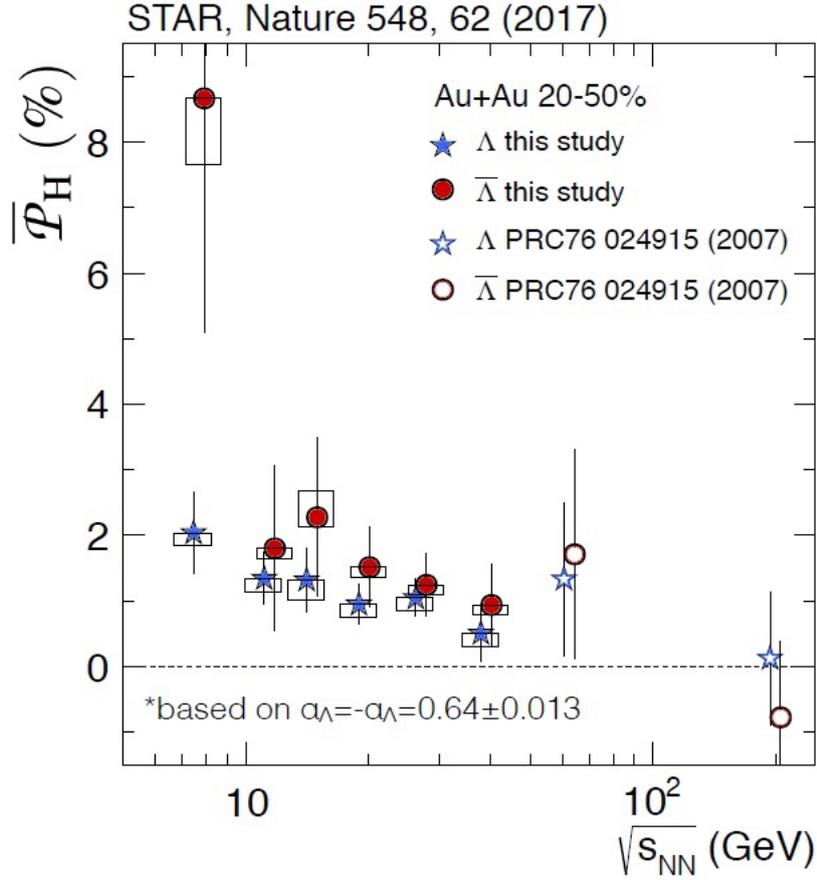


Рис. 1.4: График зависимости поляризации Λ и $\bar{\Lambda}$ от энергии в системе центра масс.

Открытие глобальной Λ -поляризации в нецентральных столкновениях тяжелых ионов открывает новые направления в изучении КГП, самой горячей, а теперь и самой завихренной жидкости, когда-либо созданной в лабораторных условиях. Количественные оценки экстремальной завихренности дают более полную характеристику системы и являются важным вкладом в исследования новых явлений, связанных с восстановлением киральной симметрии, которые могут дать необходимое понимание сложных взаимодействий между кварками и глюонами.

Глава 2.

Эксперимент STAR

Один из основных детекторных комплексов ускорителя RHIC – STAR (Solenoidal Tracker At RHIC) предназначен для детектирования заряженных и нейтральных частиц, возникающих в результате взаимодействия релятивистских тяжелых ионов. В каждом столкновении ультрарелятивистских ионов рождается большое количество частиц. Так при центральных столкновениях Au–Au образуется свыше 1000 первичных заряженных частиц. Кроме того, при взаимодействии первичных частиц с веществом детектора и распаде короткоживущих частиц возникают большие потоки вторичных частиц. Все эти частицы необходимо идентифицировать и определить их траектории.

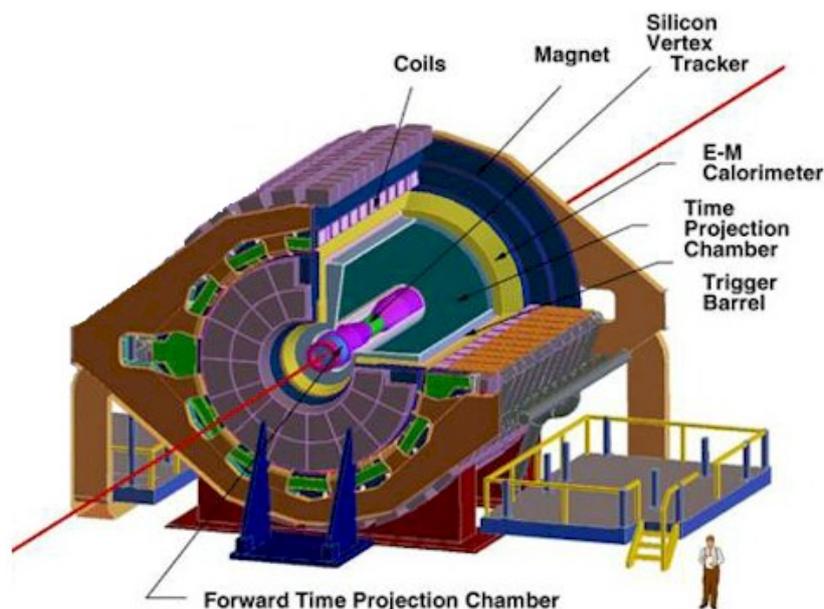


Рис. 2.1: Детекторный комплекс STAR.

2.1. ТРС - время-проекционная камера

ТРС служит для трекинга и идентификации заряженных частиц и является основной системой детектора. Она представляет собой бочку, длиной 4.2 м, внешний диаметр 4м, внутренний диаметр 1м. ТРС заполнен газовой смесью (10% метана, 90% аргона). Посередине камеры находится катод, и внутри создано однородное электрическое поле параллельно оси.

Когда заряженные частицы пролетают через объем, они ионизируют газ, образуя ионизационные кластеры электронов. Таким образом, трек релятивистской заряженной частицы, пересекающей объём камеры, состоит из цепочки таких кластеров. Электронные кластеры начинают дрейфовать к торцам цилиндра, при этом трехмерная форма траектории остается неизменной. Достигнув торцов цилиндра, где расположены многопроволочные пропорциональные камеры, электроны регистрируются. Поперечные координаты фиксируются пропорциональными камерами. Продольная координата определяется по времени дрейфа.

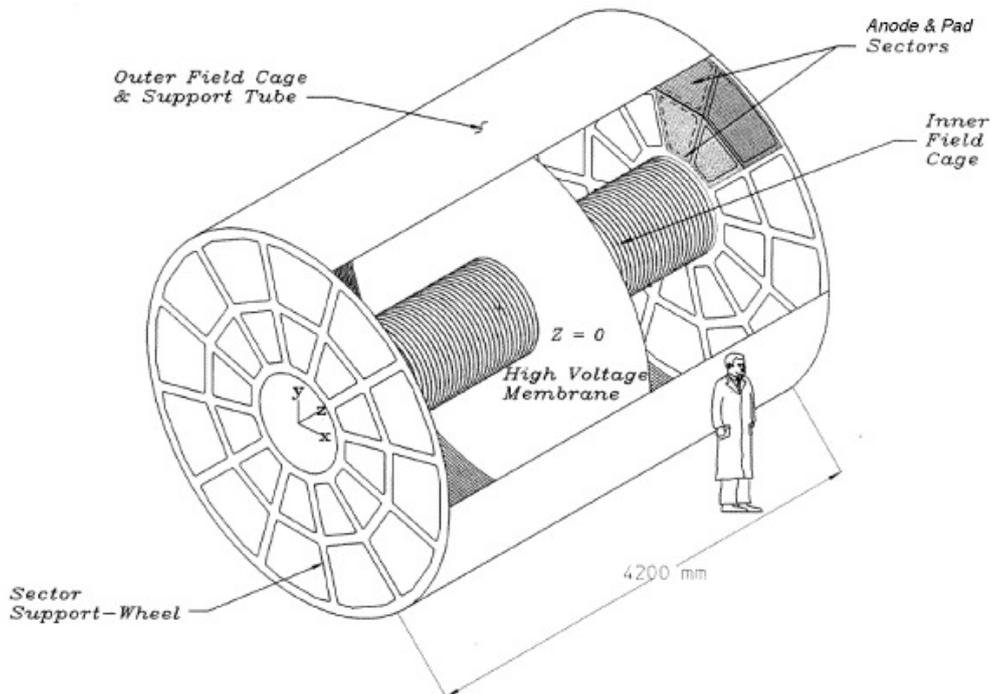


Рис. 2.2: Время-проекционная камера.

2.2. TOF - времяпролетная камера

Возможности по идентификации частиц в детекторном комплексе STAR были увеличены за счет установки сегментированной системы времени пролета (TOF). Цилиндрический сегментированный детектор TOF окружает TPC. Идентификация происходит с помощью информации о времени пролета, т.е. времени между возникновением события и попаданием частицы в определенный сегмент системы TOF. Трековая информация от TPC позволяет определить импульс частицы и длину траектории от точки взаимодействия до точки регистрации. Таким образом, для каждого трека по длине траектории и времени ее пролета определяется скорость, а, зная импульс, вычисляется масса частицы. Это позволяет проводить идентификацию в заметно большем диапазоне импульсов, чем только с одной время-проекционной камерой. В системе TOF детекторного комплекса STAR используется многозаярная камера с резистивными пластинами (Multigap Resistive Plate Chamber)

2.3. Триггерная система

2.3.1. Центральный триггер СТВ

Вокруг TPC расположен СТВ (Central Trigger Barrel), который состоит из 240 сцинтилляционных реек. К каждой рейке подключен фотоэлектронный умножитель, который осуществляет съем сигнала.

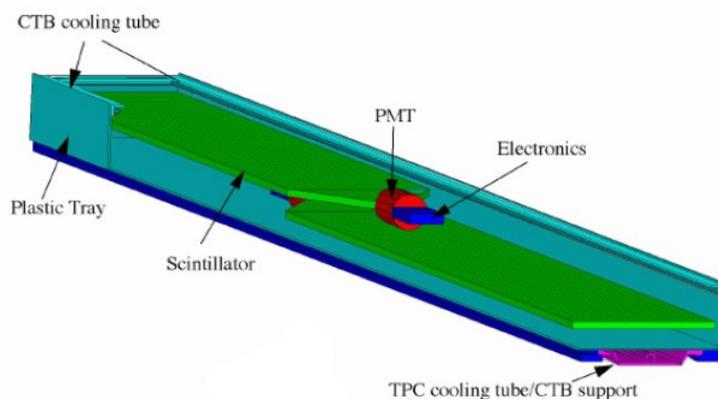


Рис. 2.3: Сегмент центрального триггера.

2.3.2. Калориметр нулевого угла ZDC

Система ZDC – небольшие адронные калориметры, расположенные по обеим сторонам от дипольных магнитов. Они измеряют энергию нейтральных частиц в конусе 2 мрад относительно направления пучка. Заряженные частицы в них не попадают, так как отклоняются магнитами. Они расположены на расстоянии 18 м от точки взаимодействия. ZDC служит для подсчета свободных "спектаторных" нейтронов. Это используется, обычно в сочетании с BBC, для характеристики событий.

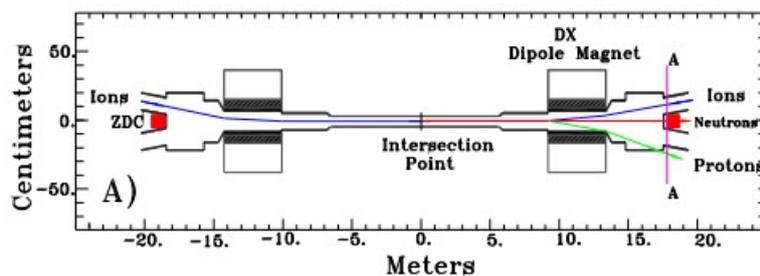


Рис. 2.4: Схема расположения калориметра нулевого угла.

2.3.3. Профилометры пучка BBC

Два BBC расположены по обеим сторонам от ТРС. Каждый счетчик представляет из себя кольцевые слои сцинтилляционных трубок, окружающих ионопровод. Сигнал от двух счетчиков позволяет определить точку и время взаимодействия.

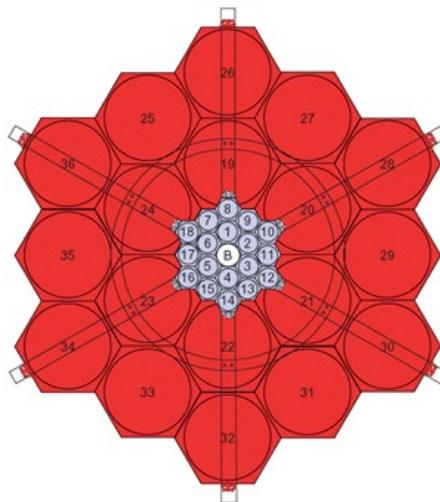


Рис. 2.5: Профилометр пучка.

2.3.4. Электромагнитные калориметры

ВЕМС (Barrel Electromagnetic Calorimeter) и ЕЕМС (Endcap Electromagnetic Calorimeter) - электромагнитные калориметры. Вместе они покрывают области вокруг ТРС и СТВ. Состоят сгруппированных столбиков из свинцово - пластиковых сцинтилляторов. Они измеряют энергию частиц, которые произвели фотоны в результате взаимодействия с калориметром.

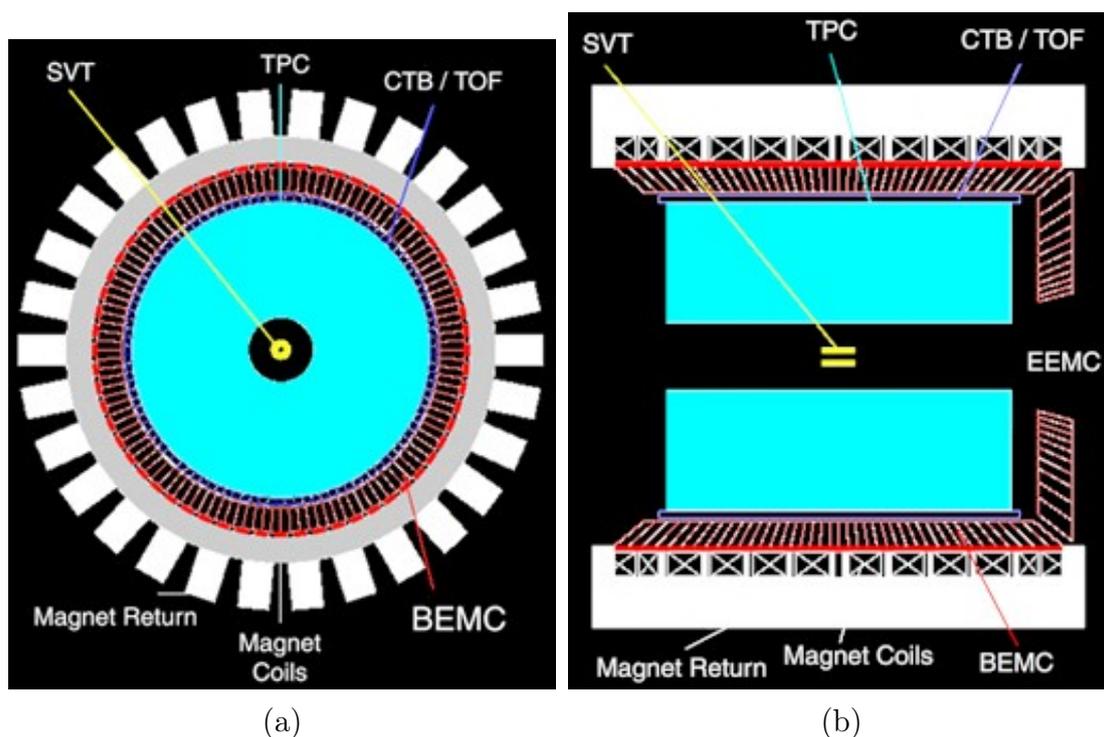


Рис. 2.6: Электромагнитные калориметры. а) ВЕМС; б) ЕЕМС.

Глава 3.

Полученные результаты

3.1. Программное обеспечение

В данной работе для анализа были использованы данные Монте-Карло моделирования с помощью генератора UrQMD. Для моделирования отклика детектора использовался генератор GEANT3. Обработка проводилась использованием программной платформы MpdRoot. Это программное обеспечение основано на объектно-ориентированной среде ROOT и библиотеках FairSoft и предоставляет мощный инструмент для исследования производительности детектора, разработки алгоритмов реконструкции и физического анализа данных.

В качестве данных были использованы столкновения Au - Au при энергии в системе центра масс $\sqrt{S_{NN}} = 9 \text{ GeV}$ и $\sqrt{S_{NN}} = 11 \text{ GeV}$.

3.2. Методика обработки

В обработке данных был применен гидродинамический подход, суть которого заключается в представлении некоторого малого объема пространства как "каплю" идеальной жидкости. Для этого пространство было представлено трехмерной сеткой. Далее необходимо рассчитать поле скоростей данной жидкости в пространстве:

$$v = \left\langle \frac{\sum_i \mathbf{p}}{\sum_i E} \right\rangle_j$$

где \sum_i - сумма по трекам, $\langle \rangle_j$ - усреднение по событиям.

После этого были рассчитана завихренность с использованием поля скорости:

$$\omega_y = \frac{1}{2}(\partial_z v_x - \partial_x v_z)$$

а так же термальная завихренность с использованием поля энергии:

$$\omega_y^{(th)} = \frac{1}{T}\omega_y - \frac{1}{2T^2}(v_x \partial_z T - v_z \partial_x T)$$

3.3. Анализ результатов

Рассмотрим получившиеся результаты завихренности для 9 Gev:

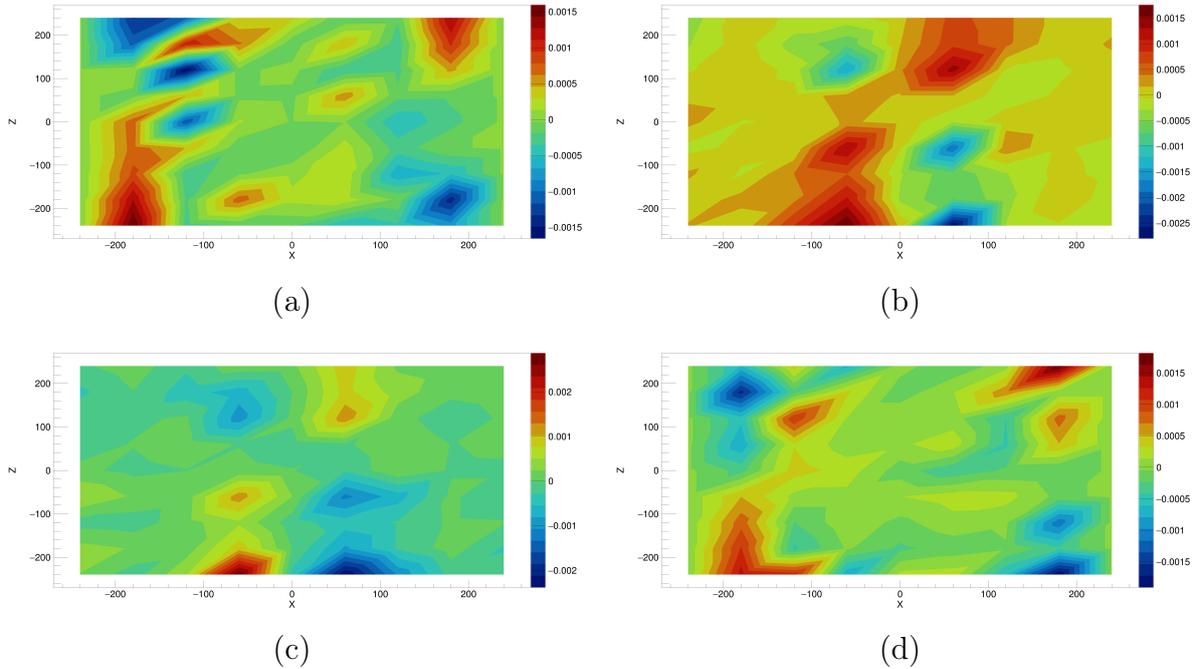


Рис. 3.1: График y - компоненты завихренности для Λ на периферии а)д) и в центре б)с) столкновения при $\sqrt{S_{NN}} = 9$ Gev в осях XZ.

На данных графиках можно заметить квадрупольную структуру завихренности в осях XZ. При этом видно, что чем ближе к центру мы её рассматриваем, тем она более выражена. Отходя от центра она начинает "расплываться" к краям.

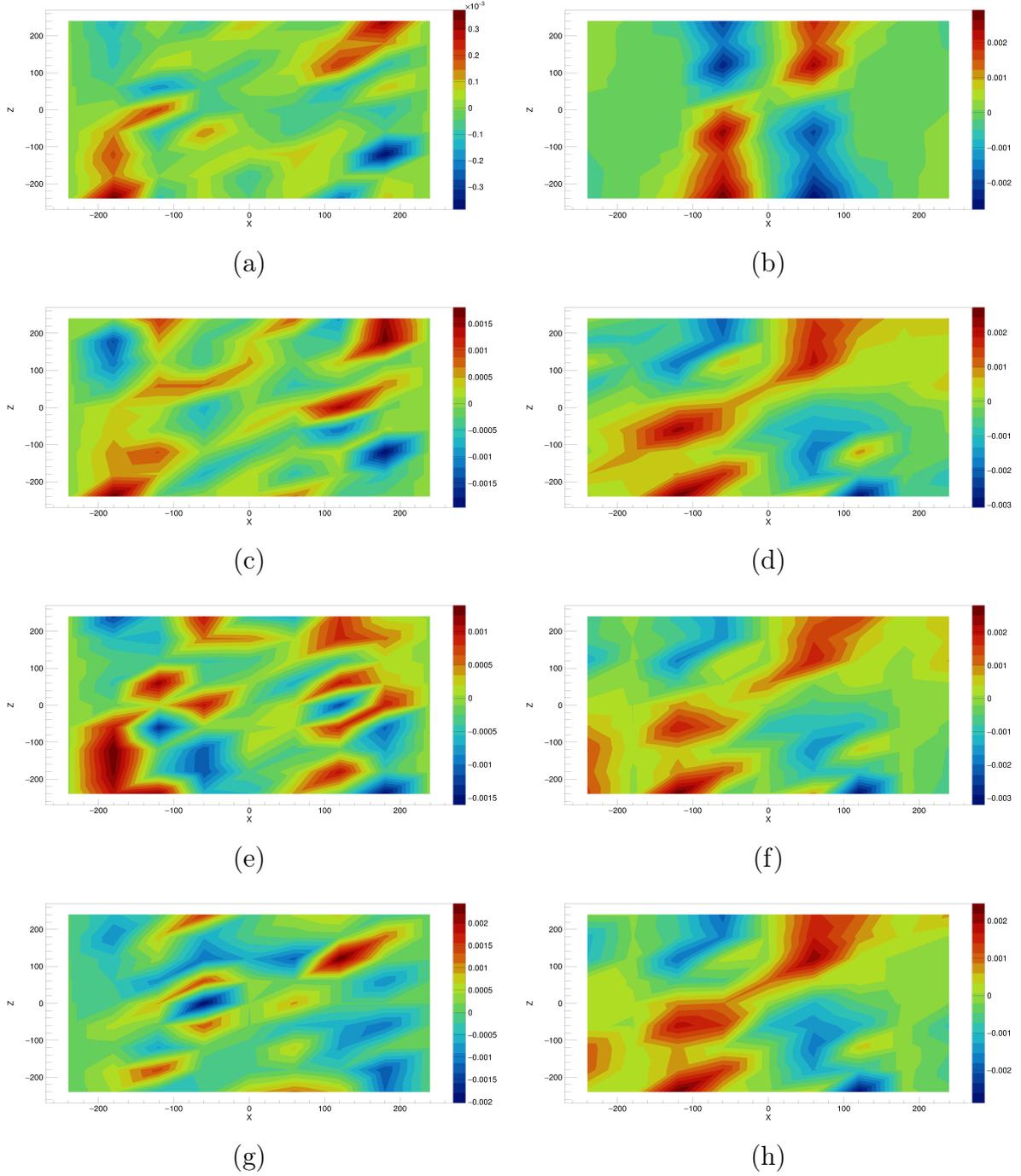


Рис. 3.2: График y - компоненты завихренности соответственно для p , π^0 , π^+ , π^- а) с) е) г) на периферии и б) д) ф) h) в центре столкновения при $\sqrt{S_{NN}} = 9$ Gev в осях XZ.

Здесь мы видим похожую картину, в том числе ярко выраженный график для протонов. Однако завихренность пионов для периферии просматривается уже не так хорошо. Это можно объяснить нехваткой статистических данных. Аналогичная картина и для каонов:

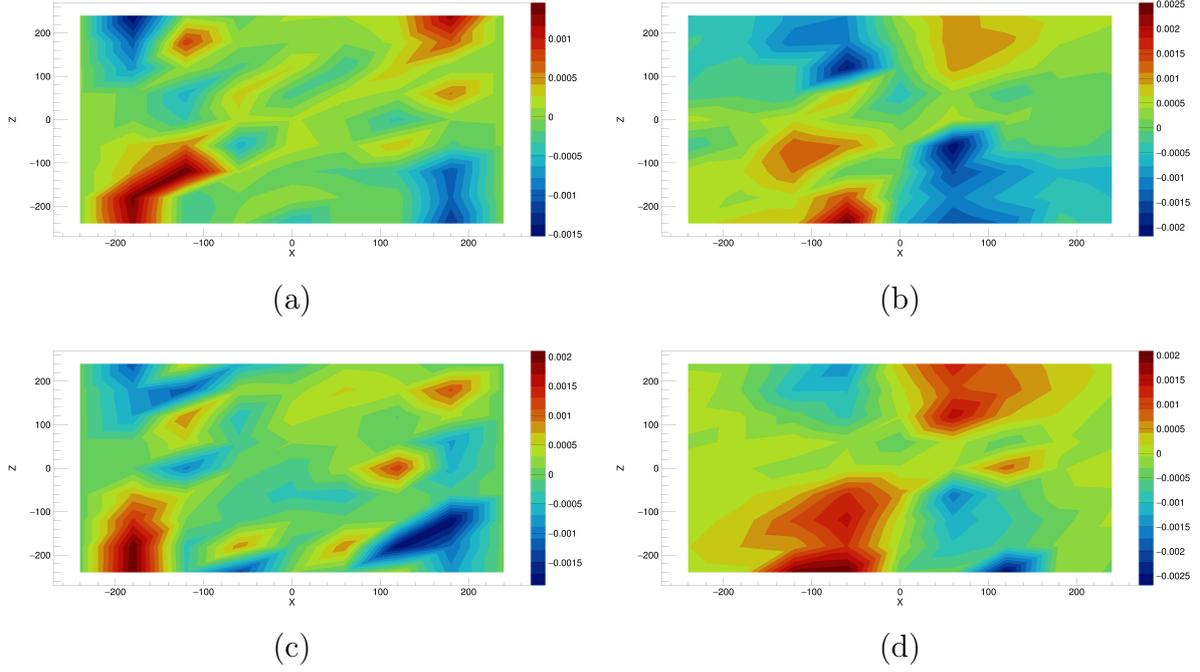


Рис. 3.3: График y -компоненты завихренности соответственно для K^+ и K^- а) с) на периферии и б) д) в центре столкновения при $\sqrt{S_{NN}} = 9$ GeV в осях XZ.

Теперь рассмотрим термальную завихренность для Λ в центре столкновения при 9 GeV:

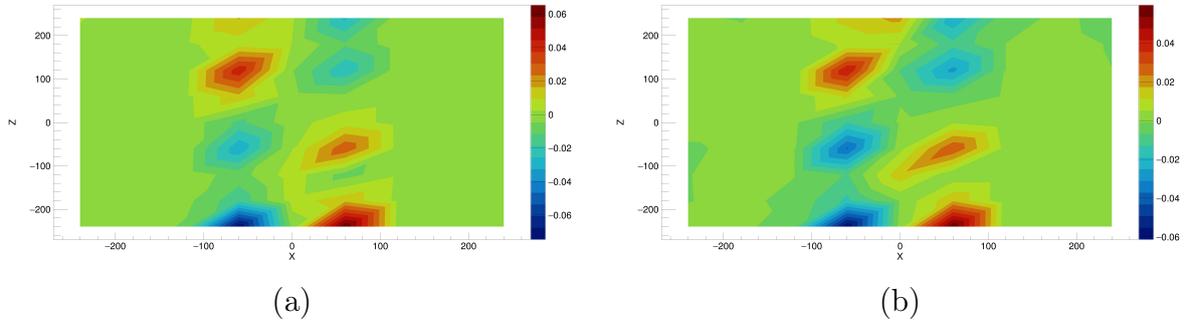


Рис. 3.4: График y -компоненты термальной завихренности для Λ в центре столкновения при $\sqrt{S_{NN}} = 9$ GeV в осях XZ.

Как и для предыдущего случая, термальная завихренность так же имеет выраженную квадрупольную структуру, однако есть и существенные отличия. Первое отличие состоит в том, что значения термальной завихренности поменяли знак. Кроме этого, она стала больше по сравнению с завихренностью, посчитанной простым способом.

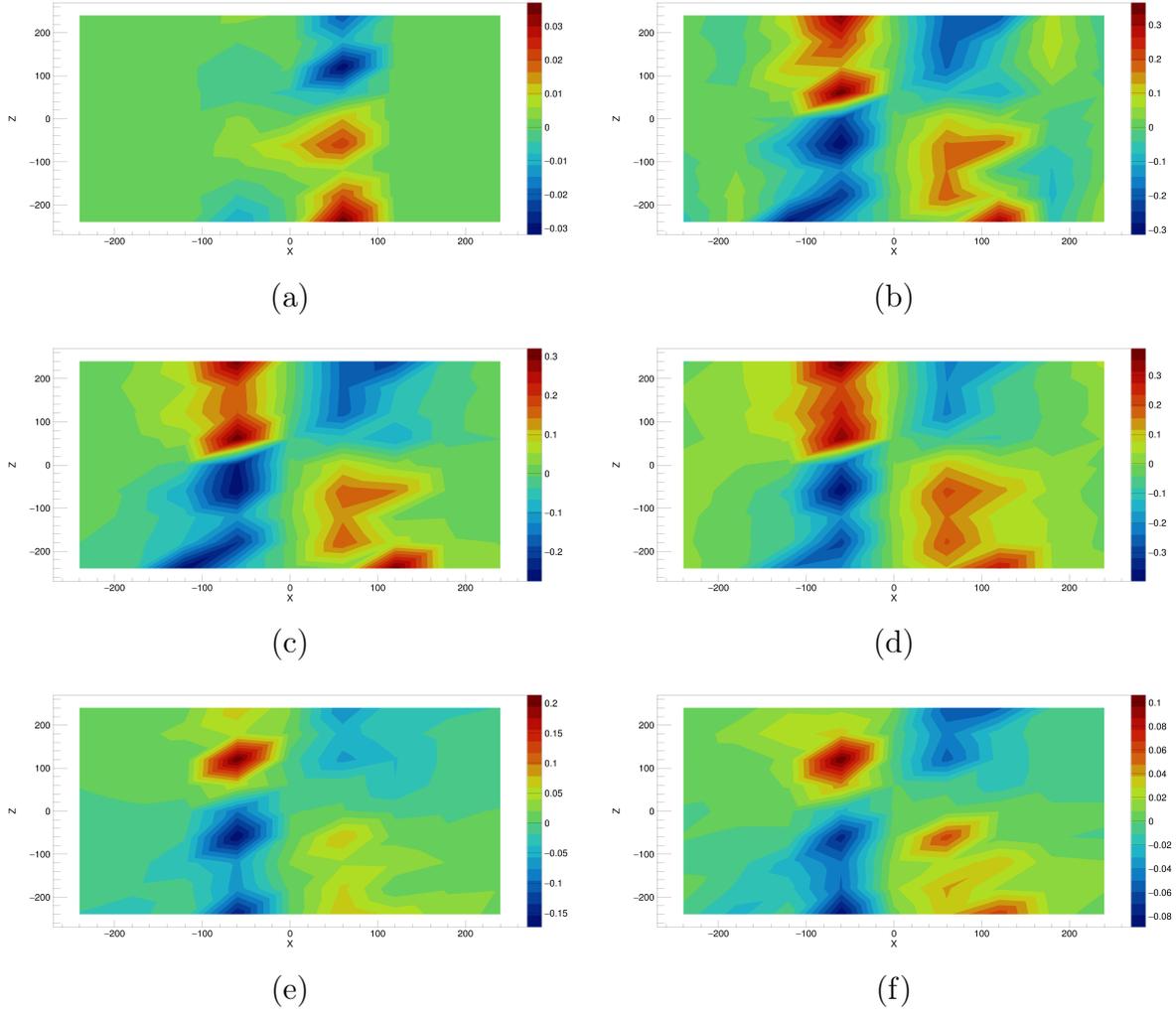


Рис. 3.5: График y - компоненты термальной завихренности для a) p , b) π^0 , c) π^+ , d) π^- , e) K^+ , f) K^- в центре столкновения при $\sqrt{S_{NN}} = 9 \text{ Gev}$ в осях XZ .

Данные графики так же подтверждают изменения в структуре завихренности.

Аналогичные результаты можно наблюдать для значения энергии $\sqrt{S_{NN}} = 11 \text{ Gev}$:

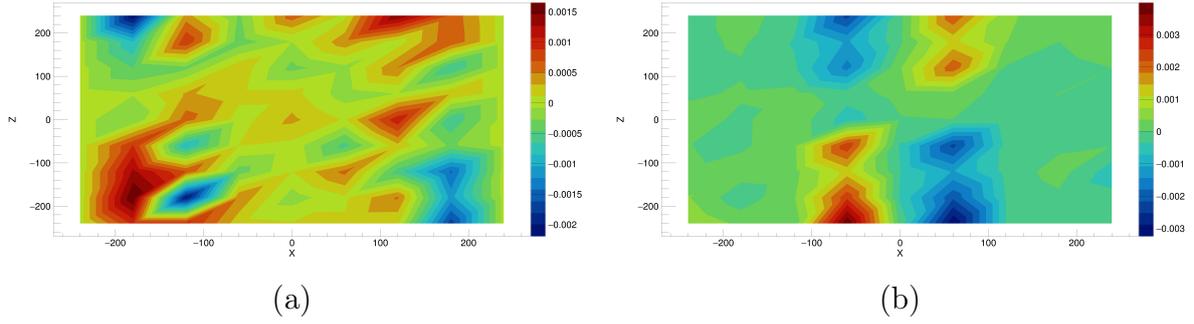


Рис. 3.6: График y -компоненты завихренности для Λ а) на периферии и б) в центре столкновения при $\sqrt{S_{NN}} = 11$ Gev в осях XZ.

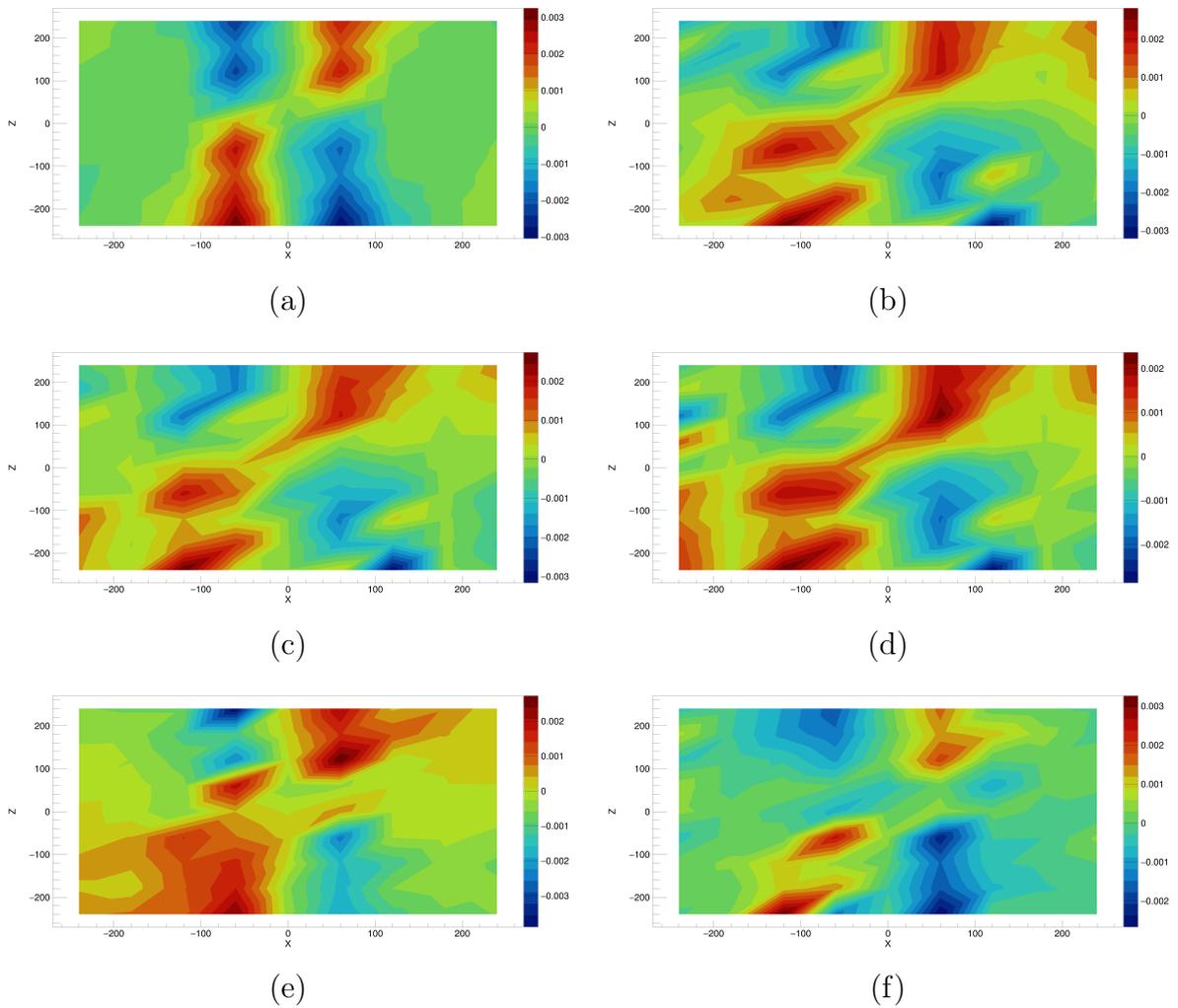


Рис. 3.7: График y -компоненты завихренности для а) p , б) π^0 , в) π^+ , г) π^- , е) K^+ , ф) K^- в центре столкновения при $\sqrt{S_{NN}} = 11$ Gev в осях XZ.

термальнная завихренность для 11 Gev:

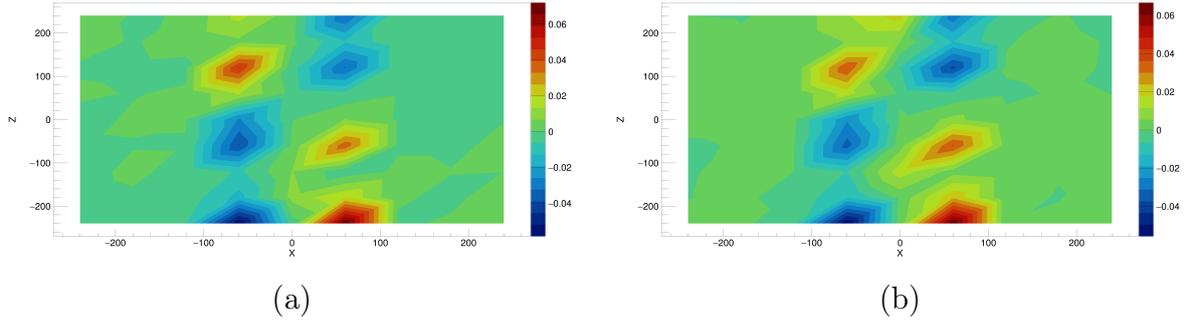


Рис. 3.8: График y - компоненты термальной завихренности для Λ в центре столкновения при $\sqrt{S_{NN}} = 11$ Gev в осях XZ.

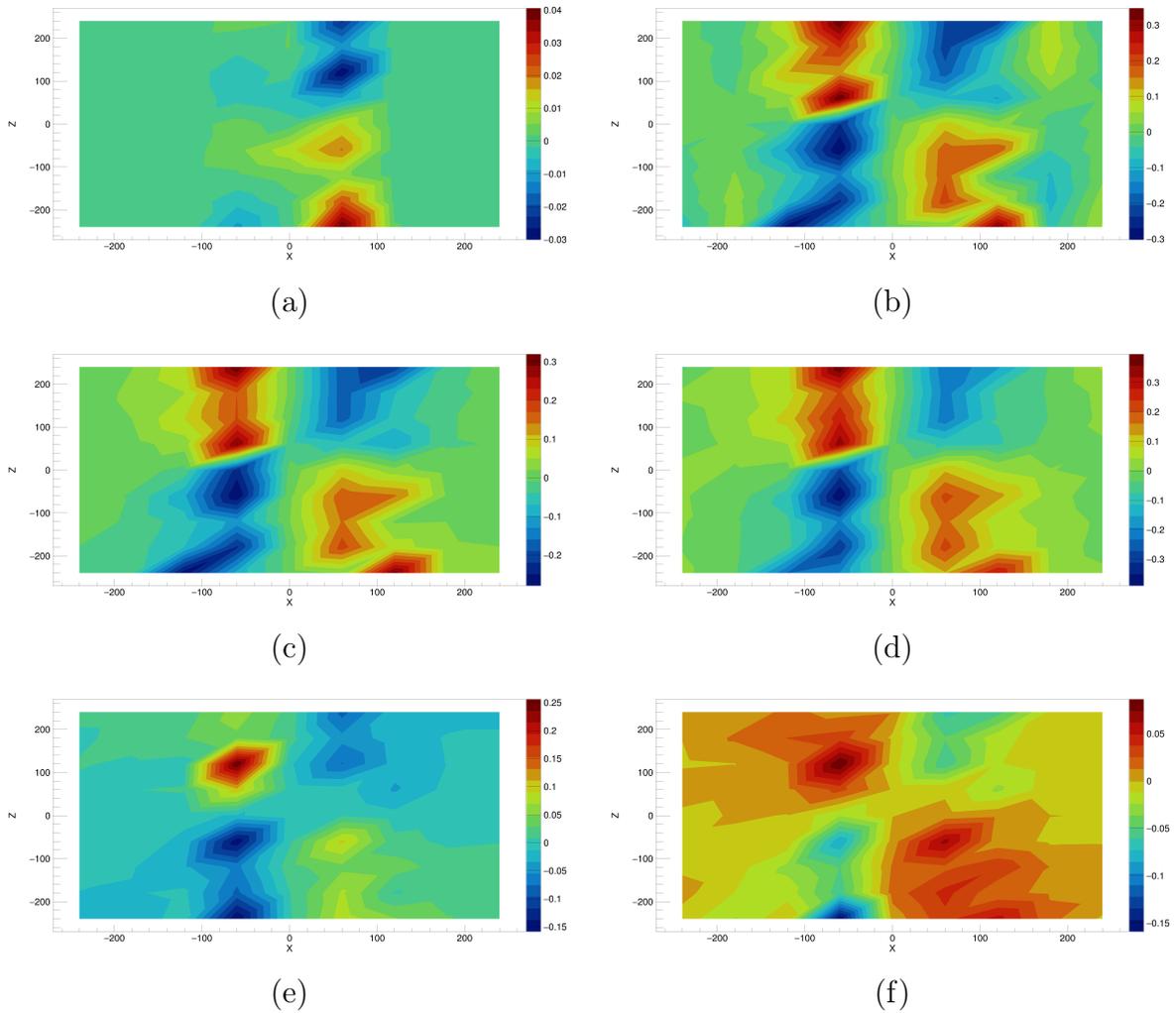


Рис. 3.9: График y - компоненты термальной завихренности для а) p , б) π^0 , в) π^+ , г) π^- , д) K^+ , е) K^- в центре столкновения при $\sqrt{S_{NN}} = 11$ Gev в осях XZ.

Во всех этих случаях мы наблюдали ожидаемую картину. Мы убедились в том, что рассматриваемая среда является неравновесной. Это значит, что в дальнейшем можно изучать поляризацию частиц. В частности проверить поляризацию Λ -гиперона и сравнить результаты с экспериментом STAR.

Выводы

В процессе данной работы были выполнены следующие задачи:

- Знакомство и ознакомление с пакетом ROOT, а так же с платформой для совместной разработки GitHub.
- Получение поля скоростей для различных частиц.
- Расчет завихренности и термальной завихренности с использованием поля скоростей.
- Проверка связи термальной завихренности и поляризации для Λ -гиперона.

Сделаны следующие выводы:

- Полученное поле скоростей для различных частиц совпадает с ожидаемым результатом.
- Подтверждена неоднородная структура завихренностей, посчитанных разными способами.

Заключение

Полученные в работе результаты можно использовать для расчета поляризации Λ -гиперонов. В дальнейшем планируется переход на данные эксперимента STAR, а так же увеличение статистики для обработки. Кроме этого необходимо расширить диапазон энергий.

Расчет завихренности возможен другим способом, с помощью вычисления плоскости реакции. Соответственно можно сравнивать полученные результаты завихренности и поляризации между собой.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Global hyperon polarization at local thermodynamic equilibrium with vorticity, magnetic field and feed-down F. Becattini (U. Florence), I. Karpenko (INFN Florence), M. Lisa (Ohio State U.), I. Upsal (Ohio State U.), S. Voloshin (Wayne State U.) arXiv:1610.02506 [nucl-th]
2. Global polarization measurement in Au+Au collisions STAR Collaboration: B.I. Abelev, I. Selyuzhenkov, et al arXiv:0705.1691 [nucl-ex]
3. Global Λ hyperon polarization in nuclear collisions: evidence for the most vortical fluid STAR Collaboration: J. Adam, et al. arXiv:1701.06657 [nucl-ex]
4. Vorticity and polarization in heavy-ion collisions Workshop on tracking, reconstruction, and physics performance studies at FAIR and NICA Dec. 8, 2020 <http://indico.oris.mephi.ru/event/209/overview>
5. Global polarization of Σ and Ω hyperons in Au+Au collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 200$ GeV STAR Collaboration: J. Adam, et al. arXiv:2012.13601 [nucl-ex]
6. Study of Lambda polarization in relativistic nuclear collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 7.7 - 200$ GeV Iu. Karpenko (INFN Florence), F. Becattini (U. Florence) arXiv:1610.04717 [nucl-th]
7. Vorticity in heavy-ion collisions Wei-Tian Deng and Xu-Guang Huang DOI: 10.1103/PhysRevC.93.064907

8. Vorticity and hydrodynamic helicity in heavy-ion collisions in the hadron-string dynamics model Oleg Teryaev, Rahim Usubov DOI: 10.1103/PhysRevC.92.014906
9. Vorticity in heavy-ion collisions at the JINR Nuclotron-based Ion Collider fAcility Yu. B. Ivanov, A. A. Soldatov arXiv:1701.01319 [nucl-th]
10. Vorticity and hydrodynamic helicity in heavy-ion collisions in the hadron-string dynamics model Oleg Teryaev, Rahim Usubov DOI: 10.1103/PhysRevC.92.014906
11. Local spin polarization in high energy heavy ion collisions Hong-Zhong Wu, Long-Gang Pang, Xu-Guang Huang and Qun Wang DOI: 10.1103/PhysRevResearch.1.033058
12. СТОЛКНОВЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ: ПРЕДЕЛЬНЫЕ БАРИОННЫЕ ПЛОТНОСТИ В.Д. Кекелидзе PACS: 07.05.Fb; 12.38.Mh; 24.85.+p; 29.00.00
13. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ С ВЕЩЕСТВОМ Мурзина Е.А. Учебное пособие
14. Polarization and Vorticity in the Quark Gluon Plasma Francesco Becattini, Michael Lisa arXiv:2003.03640 [nucl-ex]
15. <http://nuclphys.sinp.msu.ru/>
16. <https://www.star.bnl.gov/public/trg/.introduction/index.html>