

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

Кафедра физики элементарных частиц и космологии

Отчет по научно-исследовательской работе на тему:

”Поляризация Λ -гиперонов вдоль направления пучка в столкновениях ядер
золота при $\sqrt{s_{NN}} = 14.6 - 62$ ГэВ в эксперименте STAR”

Студент группы М25-114:

/Морозов М.А.

Руководитель работы:

/Алпатов Е.В.

Москва 2026 г.

Содержание

Введение	3
1 Эксперимент STAR	9
2 Отбор событий и частиц	11
3 Восстановление Λ -гиперонов	12
4 Восстановление плоскости реакции	14
4.1 Плоскость реакции	14
4.2 Разрешение плоскости реакции	16
5 Расчет поляризации Λ -гиперонов	18
5.1 Метод расчета	18
5.2 Результаты	20
Заключение	22
Список литературы	23

Введение

В экстремальных условиях при высоких температурах и/или плотностях вещества может возникать кварк-глюонная материя (КГМ) – материя, в которой кварки и глюоны квазисвободны и не образуют связанные состояния. Считается, что именно в таком состоянии находилась Вселенная в первые 10^{-11} с. после большого взрыва [1]. При столкновении тяжелых ионов высоких энергий в коллайдере на короткое время может возникать КГМ. Изучая в таких столкновениях КГМ, можно узнать больше о ее свойствах, что даст более детальное понимание квантовой хромодинамики [2].

Материя, образованная в результате столкновений тяжелых ионов имеет свойства жидкости [3–6]. Нецентральные столкновения тяжелых ионов обладают угловым моментом порядка $1000\hbar$, характеризующим вихревую структуру этой материи [7]. Через спин-орбитальное взаимодействие это вращение передается спину дочерних частиц, поляризуя его.

Вектор поляризации частиц направлен в основном вдоль вектора завихренности ($\vec{\omega} = \frac{1}{2}\vec{\nabla} \times \vec{v}$) [8, 9], который в среднем направлен вдоль вектора углового момента системы (\mathbf{L}^{sys}). Поэтому спин дочерних частиц поляризуется, в основном, вдоль \mathbf{L}^{sys} (эффект глобальной поляризации).

Различные градиенты давления в системе, образованной при нецентральном столкновении двух тяжелых ионов, приводят к нетривиальному распределению скоростей частиц. Неравные скорости частиц в различных областях системы порождают локальные завихренности (рисунок 1). В следствие этого может появиться компонента вектора завихренности, направленная вдоль направления пучка, что приведет к появлению поляризации вдоль направления пучка (P_z) [10, 11].

P_z по теоретическим ожиданиям должна в основном зависеть от градиента скоростей в поперечной плоскости, возникающего вследствие неравномерного расширения системы в процессе ее эволюции, в отличие от глобальной поляризации, которая в основном зависит от начального распределения скоростей частиц в КГМ [12]. Как следствие, P_z сильно зависит от времени расширения системы и времени релаксации - времени, необходимого для передачи вращения спину частиц. Изучение P_z может дать более детальное понимание вихревой структуры и динамики эволюции КГМ.

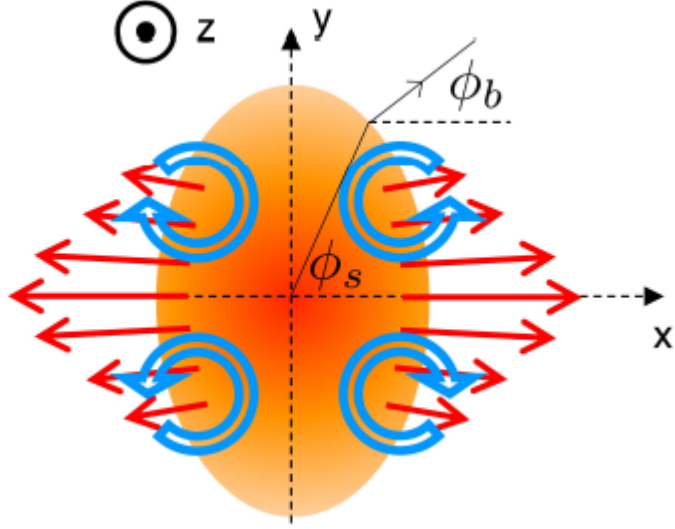


Рис. 1: Система, возникающая при нецентральных столкновениях ядер

Измерение поляризации можно проводить с помощью слабых распадов Λ -гиперонов, поскольку в их распадах дочерний барион с большей вероятностью вылетает вдоль направления спина родительской частицы [13]. В распадах Λ -гиперонов угловое распределение дочерних протонов в системе покоя Λ -гиперона выглядит следующим образом:

$$\frac{dN}{d\Omega^*} = \frac{1}{4\pi}(1 + \alpha_H \mathbf{P}_H^* \hat{\mathbf{p}}_p^*) \quad (1)$$

где α_H - параметр распада гиперона, \mathbf{P}_H^* - вектор поляризации гиперона, $\hat{\mathbf{p}}_p^*$ - единичный вектор, направленный вдоль импульса дочернего бариона в системе покоя гиперона.

Как было указано выше, спин частиц в основном поляризуется вдоль \mathbf{L}^{sys} , поэтому для нахождения поляризации нужно знать направление этого вектора. \mathbf{L}^{sys} перпендикулярен плоскости реакции (плоскость, которая задается двумя векторами: направлением пучков и прицельным параметром). Тогда, измеряя угол наклона плоскости реакции (Ψ_{RP}), можно найти направление \mathbf{L}^{sys} .

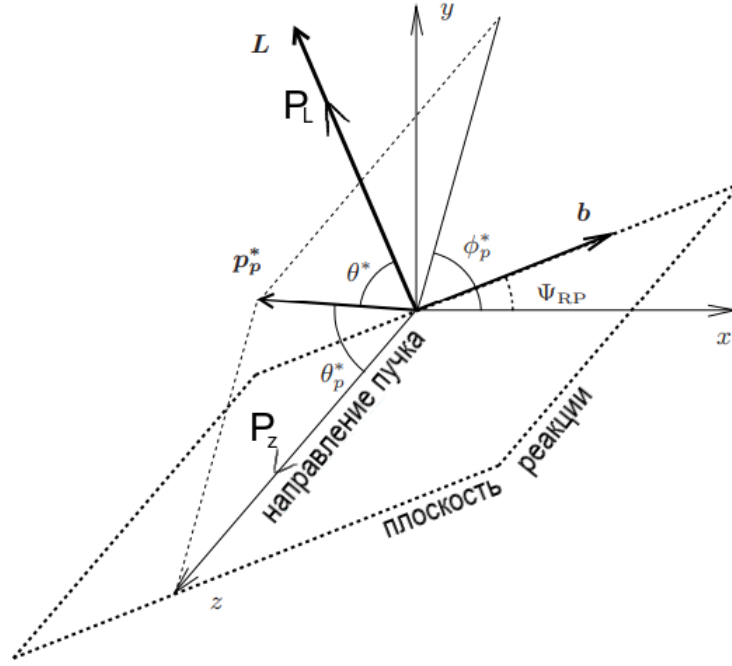


Рис. 2: Направление поляризации относительно плоскости реакции

Если разложить вектор \mathbf{P}_H^* на два вектора: вектор направленный вдоль \mathbf{L}^{sys} (P_L) и вектор направленный вдоль оси OZ (P_z) и проинтегрировать уравнение (1) можно найти выражения для P_L и P_z [14].

Выражение для P_L (глобальная поляризация):

$$P_L = \frac{8}{\pi\alpha_H} \langle \sin(\Psi_{RP} - \phi_p^*) \rangle \quad (2)$$

Выражение для P_z :

$$P_z = \frac{\langle \cos(\theta_p^*) \rangle}{\alpha_H \langle \cos^2(\theta_p^*) \rangle} \quad (3)$$

где ϕ_p^* , θ_p^* - азимутальный и полярный углы вектора $\hat{\mathbf{p}}_p^*$ соответственно.

На данный момент проведены измерения глобальной поляризации в большом диапазоне энергий (рисунок 3). Измерения были проведены в 2017-2018 годах [15].

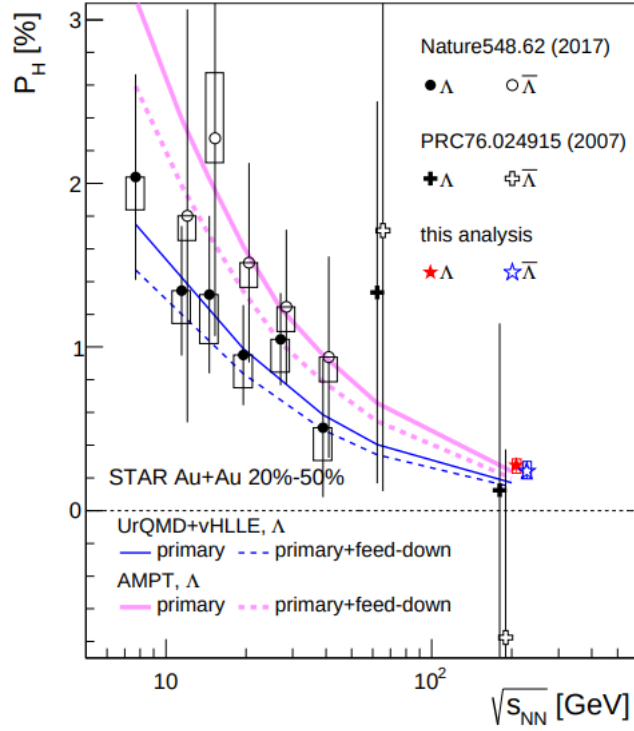


Рис. 3: Зависимость глобальной поляризации от энергии столкновения ядер

На рисунке 3 тонкой линией показаны теоретические зависимости рассчитанные в рамках 3+1D вязко-гидродинамической модели vHLLC с начальным состоянием UrQMD [16], толстой линией теоретические зависимости рассчитанные в рамках модели AMPT [17]. Разница двух моделей заключается в их описании КГМ. Гидродинамическая модель описывает КГМ как вязкую жидкость и вычисляет конечную поляризацию используя теродинамическую завихренность этой жидкости. Модель AMPT рассматривает КГМ со стороны партонных и адронных рассеяний и вычисляет поляризацию за счет передачи вращения спину в каждом рассеянии. Как видно из рисунка обе теоретические модели хорошо согласуются с экспериментальными данными. Также обе теории предсказывают отрицательное значение P_z в зависимости от центральности и от поперечного импульса [12, 18]. Однако экспериментальные данные показывают положительный сигнал P_z в этих зависимостях (рисунок 4) [10].

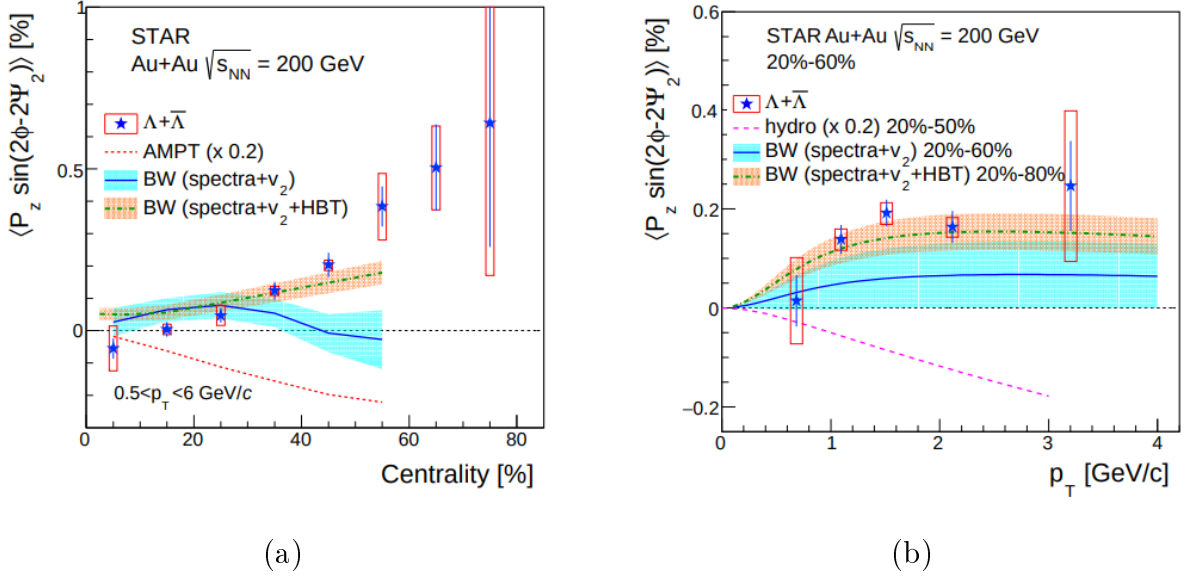


Рис. 4: Зависимости поляризации Λ -гиперонов вдоль направления пучка от а) центральности; б) поперечного импульса, измеренные в столкновениях ядер золота при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ в эксперименте STAR в 2019 году.

Возможными решениями данной проблемы могут быть:

- Объединенная модель. В этой модели начальные параметры и партонная динамика задается моделью АМРТ, а затем эти параметры передаются в гидродинамическую модель. Таким образом учитывается вклад в вектор завихренности от кинематического вихря, образованного от партонных столкновений, и термодинамического вихря [19]. Сравнение экспериментальных данных с этой моделью было проведено коллаборацией ALICE в столкновениях ядер свинца при $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ [20].
- Включение в расчеты гидродинамической модели эффекта SIP (механизм возникновения спиновой поляризации частиц в КГМ за счет разной скорости соседних слоев жидкости) [21]. Поляризация за счет этого эффекта может возникать и без глобального вращения и дает положительный вклад в поляризацию. Сравнение экспериментальных данных с этой моделью было проведено коллаборацией STAR в столкновениях изобар при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ [22].

Для того чтобы точно понять механизмы возникновения вихревой структуры КГМ, а также описать теорию взаимодействия частиц в КГМ на каждом этапе ее эволюции, необходимо больше экспериментальных данных. По-

этому в этой работе измерялась поляризация Λ -гиперонов в столкновениях ядер золота в эксперименте STAR при $\sqrt{s_{NN}} = 14,6 - 62$ ГэВ. Также в дальнейшем планируется измерение P_z для Ξ -гиперонов.

1 Эксперимент STAR

Коллайдер релятивистских тяжелых ионов (The Relativistic Heavy Ion Collider – RHIC) расположен в Брукхейвенской национальной лаборатории (БНЛ). Он предназначен для исследования структуры нуклонов и свойств кварк-глюонной материи.

На сегодняшний день из экспериментов на RHIC в работе находится только эксперимент STAR, предназначенный для изучения свойств и строения КГМ.

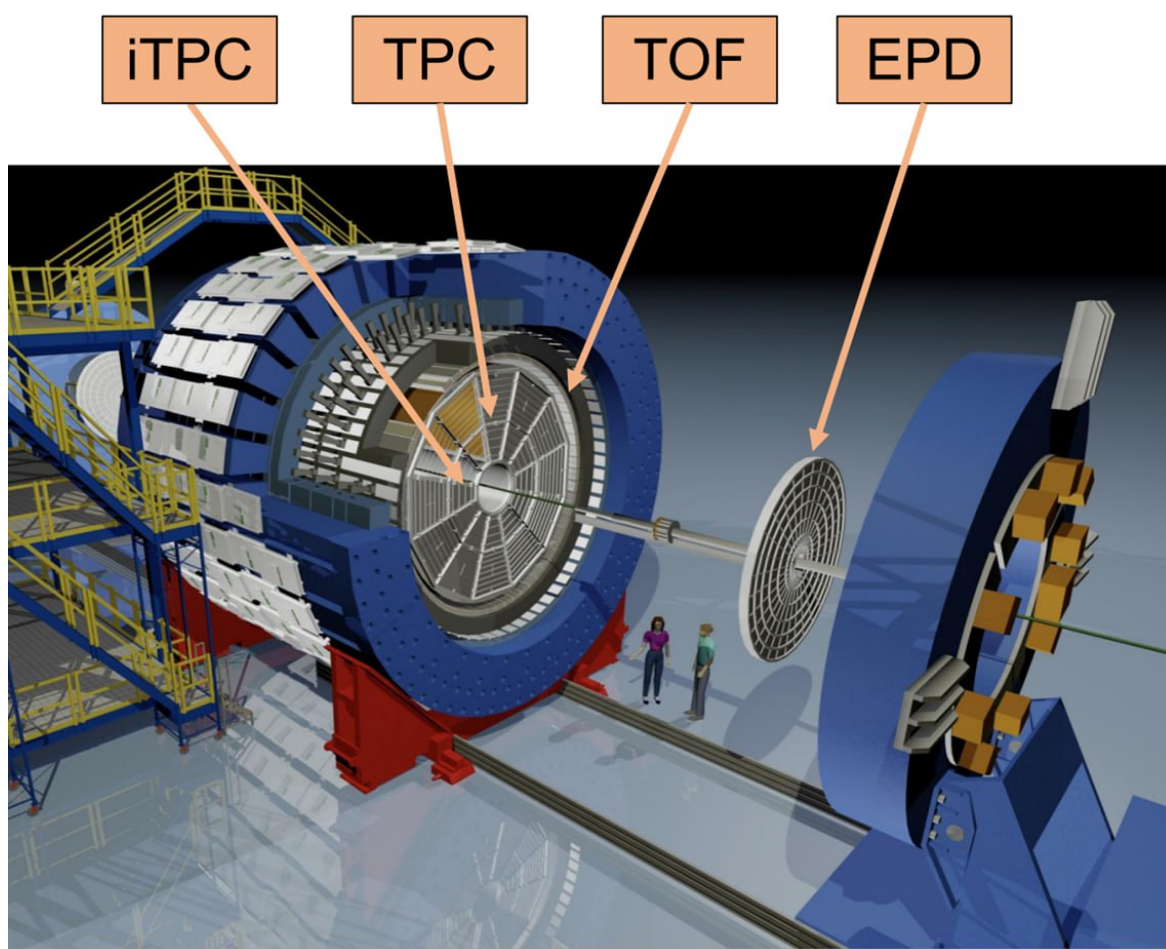


Рис. 5: Схема эксперимента STAR

В эксперименте используются различные детекторы, предназначенные для регистрации и идентификации частиц. В данной работе использовался детектор TPC ($|\eta| \leq 1,5$).

Детектор TPC (Time Projection Chamber), длиной 4.2 м, с внешним и внутренним диаметрами 4 м и 1 м соответственно, расположен внутри торо-

идального магнита (до 0.5 Т) на расстоянии от 50 до 200 см от оси пучка. Объем ТРС заполнен газовой смесью (10% метана, 90% аргона). Посередине камеры находится катод под потенциалом 28 кВ. В камере создано однородное электрическое поле параллельно оси. Частицы, прошедшие через газовую смесь, ионизируют газ, образуя ионные кластеры, в каждом из которых от 1 до 5 электронов. Электроны дрейфуют к торцам цилиндра, не изменяя свою траекторию, и там регистрируются. Система считывания основана на многопроволочной пропорциональной камере с площадками для считывания. Заряд, индуцированный электронами, распределяется по некоторым из ближайших площадок, что позволяет реконструировать траекторию с точностью до 500 мкм [23].

2 Отбор событий и частиц

Был проведён анализ событий столкновений ядер золота при $\sqrt{s_{NN}} = 14.6 - 62$ ГэВ. Данные, использованные в исследовании, были собраны коллаборацией STAR. Применялись ограничения на события, связанные с геометрической областью видимости детекторов, представленные в таблице 1. Величины, на которые накладывались ограничения: координаты первичной вершины, точки, в которой вероятнее всего столкнулись ядра (V);

Таблица 1: Ограничения на события.

	14.6 GeV	17.3 GeV	19.6 GeV	27 GeV	39 GeV	62 GeV
$ V_z $	≤ 145 см	≤ 145 см	≤ 145 см	≤ 70 см	≤ 40 см	≤ 40 см
V_r	≤ 2 см	≤ 2 см	≤ 2 см	≤ 2 см	≤ 2 см	≤ 2 см

Также были наложены ограничения на импульсы частиц, связанные с изменением магнитных полей в ускорителе и движением пучка в поперечной плоскости. Для отбора треков с высокой точностью реконструкции применялись ограничения на следующие величины: количество точек ионизации, по которым восстанавливался трек частицы в TPC (NHits), отношение NHits к общему количеству точек, отнесенных к данному треку (NHitPoss). Из за области видимости детектора накладывалось ограничение на псевдобыстроту частицы. Все ограничения представлены в таблице 2.

Таблица 2: Ограничения на траектории частиц

	14.6, 17.3, 19.6 ГэВ	27, 39, 62 ГэВ
Импульс	$p \geq 0.15$ ГэВ	$p \geq 0.15$ ГэВ
NHits	≥ 15	≥ 15
NHits/NHitPoss	≥ 0.52	≥ 0.52
Псевдобыстрота	$ \eta \leq 1.5$	$ \eta \leq 1$

3 Восстановление Λ -гиперонов

Λ -гипероны – нейтральные частицы, распадающиеся на пару заряженных частиц (V_0). Детектор ТРС может измерить характеристики только дочерних заряженных частиц, поэтому для восстановления нейтральных частиц необходимо идентифицировать дочерние частицы и построить кинематическую картину распада.

Распады нейтральных частиц:

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^- \qquad \bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} + \pi^+ \qquad (4)$$

В первичной вершине рождается огромное количество частиц, в том числе искомые V_0 . V_0 , в свою очередь, пролетают некоторое расстояние (длину пробега) и распадаются в точке, которая называется вторичной вершиной. Уже из вторичной вершины вылетают частицы, которые возможно задетектировать.

Отбор протонов и пионов из всего набора частиц проводился с помощью удельных ионизационных потерь.

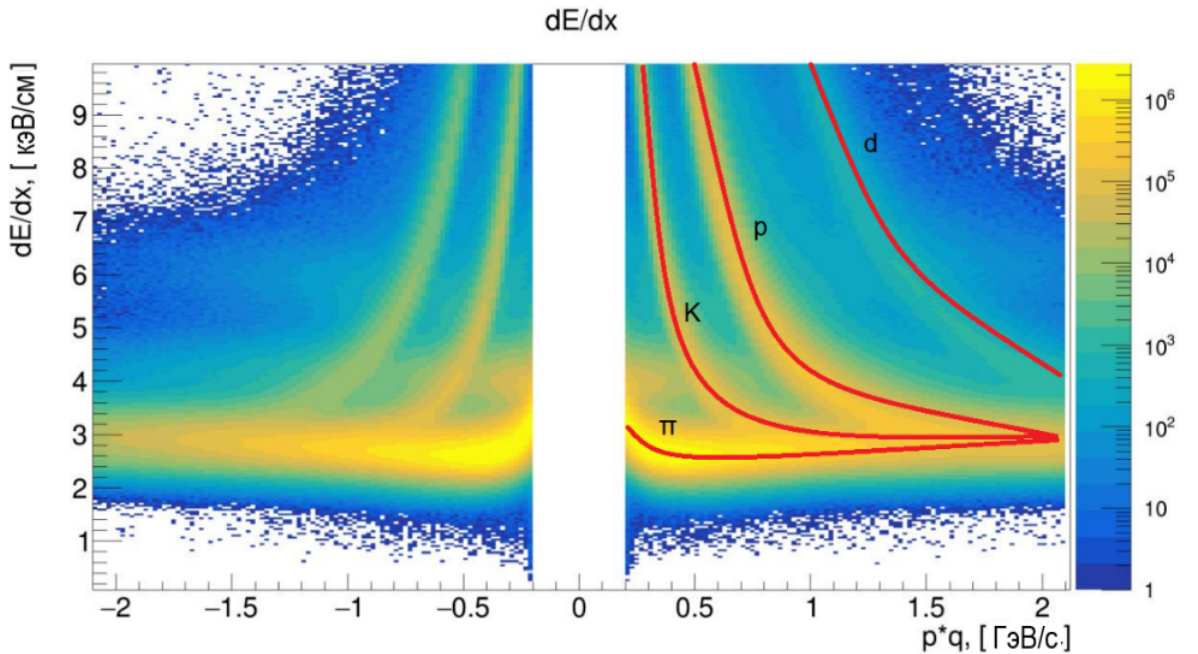


Рис. 6: Распределение удельных ионизационных потерь от импульса

После отбора протонов и пионов, каждая пара $p + \pi^-$ и $\bar{p} + \pi^+$ рассматривалась как кандидат в дочерние частицы Λ .

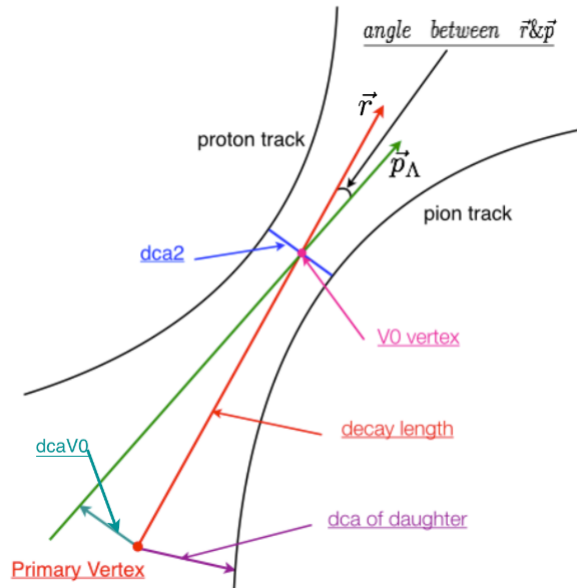


Рис. 7: Схема восстановления V_0

Критерии отбора кандидатов в Λ - гипероны:

1. Кратчайшее расстояние (DCA) от первичной вершины до трека частицы: для протонов больше 0,25 см, для пионов больше 0,6 см.
2. DCA между дочерними частицами должно быть меньше 0,8 см.
3. DCA между кандидатом и первичной вершиной меньше 1,0 см.
4. Длина пробега более 3,5 см.
5. Косинус угла между вектором, проходящим между первичной и вторичной вершиной, (\vec{r}) и вектором импульса кандидата (\vec{p}_Λ) больше 0,995

Далее для восстановления $\Lambda(\bar{\Lambda})$ -гиперонов использовался метод фильтра Калмана, который в своей основе использует топологию распада [24]. Благодаря рекурсивному подходу метода, достигается лучшее соотношение сигнал-фон.

4 Восстановление плоскости реакции

4.1 Плоскость реакции

Плоскость реакции - плоскость, которая определяется вектором движения ядер и прицельным параметром между двумя налетающими ядрами. В эксперименте измерить прицельный параметр невозможно, в связи с чем используется приближенный метод: метод плоскости события, заключающийся в расчете угла между Q -векторами, которые определяются следующими формулами [25]:

$$Q_{n,x} = \frac{\sum_i w_i \cos(n\phi_i)}{\sum_i w_i} = Q_n \cos(n\Psi_n) \quad (5)$$

$$Q_{n,y} = \frac{\sum_i w_i \sin(n\phi_i)}{\sum_i w_i} = Q_n \sin(n\Psi_n) \quad (6)$$

где суммирование идет по всем частицам i в одном событии, ϕ_i, w_i - азимутальный угол и вес частицы соответственно, Ψ_n - угол плоскости события. С помощью Q -векторов можно найти угол плоскости события по следующей формуле:

$$\Psi_n = \frac{1}{n} \arctg^{-1} \left(\frac{Q_{n,y}}{Q_{n,x}} \right) \quad (7)$$

Для расчета поляризации вдоль направления пучка, использовался угол наклона плоскости события второго порядка (Ψ_2). Для восстановления Ψ_2 использовался детектор ТРС. В качестве веса для ТРС использовался поперечный импульс.

Распределение угла плоскости события должно быть изотропно, но из-за области видимости детектора наблюдаются отклонения от изотропии. В связи с этим применялся ряд коррекций [26].

1. При изотропном распределении угла среднее значение Q -векторов должно равняться нулю, поэтому применялась коррекция отцентровки, заключающаяся в поправке Q -векторов на их среднее значение:

$$Q_{x,y}^{Recentred} = Q_{x,y} - \langle Q_{x,y} \rangle \quad (8)$$

2. К углам наклона плоскости события применялась коррекция выполаживания:

$$\Psi_n^{\text{Flatt}} = \Psi_n + \Delta\Psi_n \quad (9)$$

$$n\Delta\Psi_n = \sum_i^{i_{\text{max}}} [A_i \cos(in\Psi_n) + B_i \sin(in\Psi_n)],$$

$$A_i = -\frac{2}{n} \langle \sin(in\Psi_n) \rangle, \quad B_i = \frac{2}{n} \langle \cos(in\Psi_n) \rangle$$

Полученные распределения угла наклона плоскости события представлены на рисунке ниже.

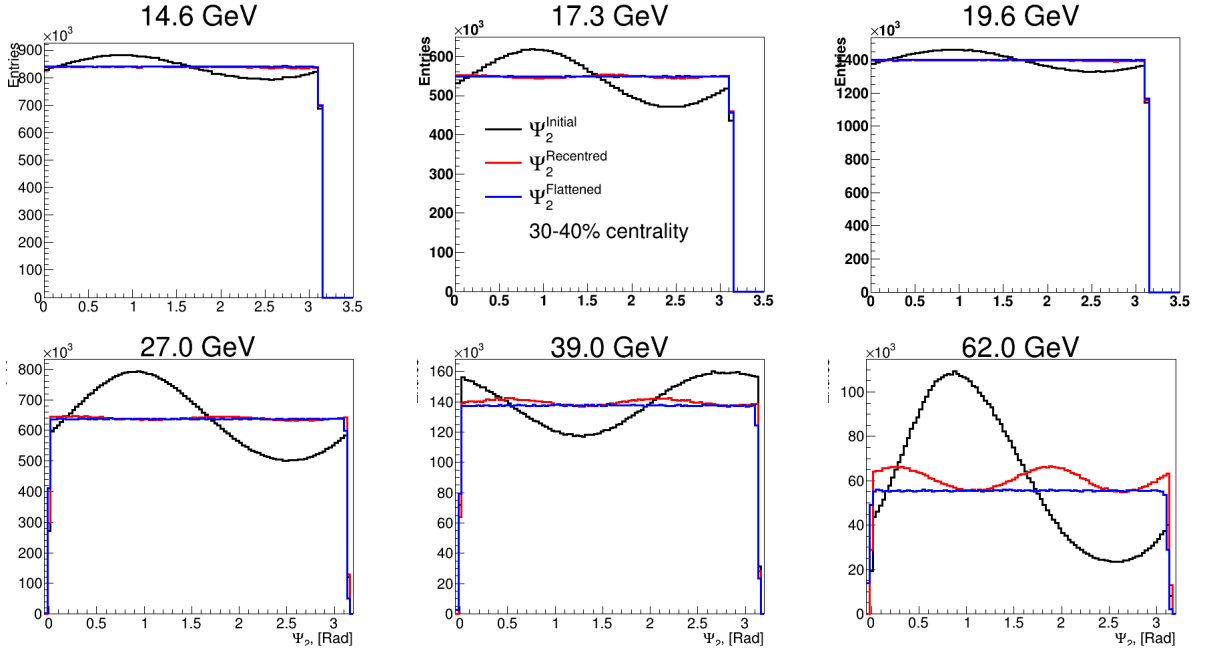


Рис. 8: Распределение угла наклона плоскости события второго порядка, восстановленного с помощью детектора ТРС

Как видно из рисунков после проведения коррекций угол наклона плоскости события является изотропным.

4.2 Разрешение плоскости реакции

Величины подсчитываемые с использованием плоскости реакции должны быть поправлены на разрешение угла наклона плоскости:

$$Res(\Psi_n) = \langle \cos[n(\Psi_n - \Psi_{RP})] \rangle \quad (10)$$

Разрешение угла плоскости реакции зависит от среднеквадратичного отклонения распределения Q-векторов (χ) по следующей формуле [27, 28]:

$$Res(\Psi_n)(\chi) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \chi \exp\left(-\frac{\chi^2}{2}\right) \left(I_{\frac{n-1}{2}}\left(\frac{\chi^2}{2}\right) + I_{\frac{n+1}{2}}\left(\frac{\chi^2}{2}\right) \right) \quad (11)$$

где I – модифицированные функции Бесселя.

Для оценки разрешения был использован метод двух подсобытий, заключающийся в разделении каждого события на два независимых подсобытия. В качестве двух независимых подсобытий были взяты отдельно углы для частиц с псевдобыстротой больше нуля (Ψ_n^{East}) и псевдобыстротой меньше нуля (Ψ_n^{West}) для детектора ТРС, для детектора EPD - углы, восстановленные детекторами, находящиеся по разные стороны от первичной вершины. Тогда разрешение угла плоскости реакции можно найти по следующей формуле [29]:

$$Res_{sub}(\Psi_n) = \sqrt{\langle \cos[n(\Psi_n^{East} - \Psi_n^{West})] \rangle} \quad (12)$$

Полученное распределение разрешения угла наклона плоскости от центральности столкновения представлено на рисунке 9.

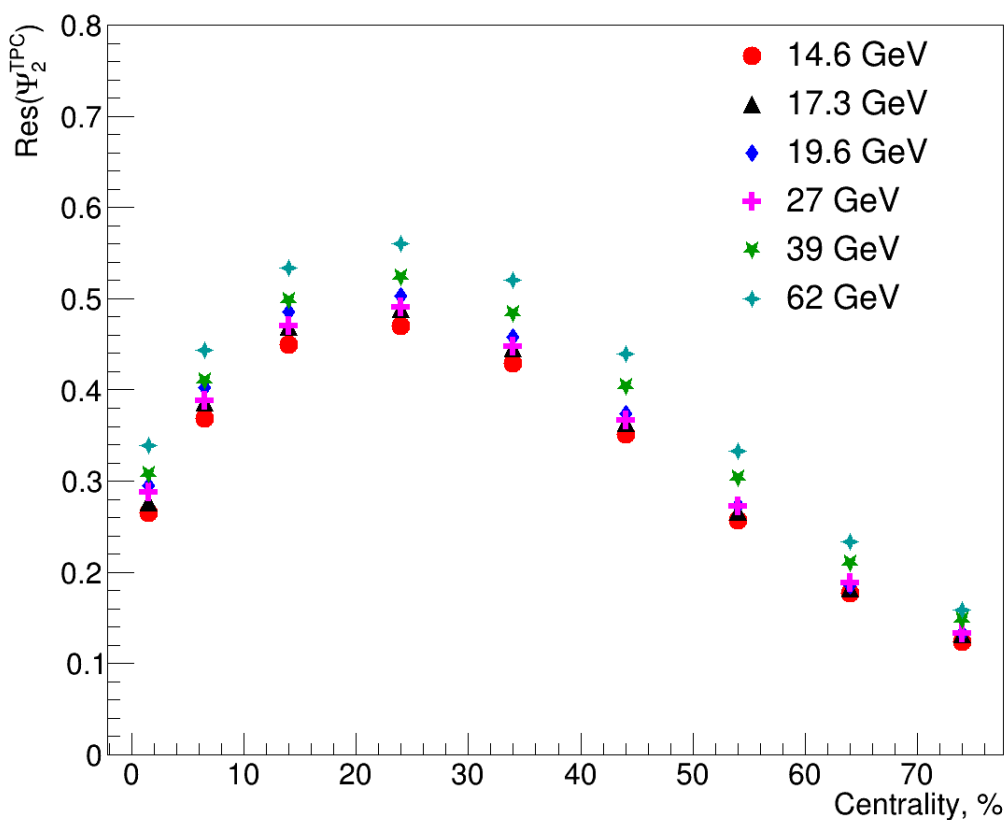


Рис. 9: Распределение разрешения угла наклона плоскости реакции от центральности столкновения

Как видно из распределения разрешение угла наклона плоскости в каждом диапазоне центральности растет с ростом энергии столкновения.

5 Расчет поляризации Λ -гиперонов

5.1 Метод расчета

В нецентральных столкновениях тяжелых ионов высоких энергий образуется материя, которая обладает свойствами жидкости и имеет вихревую структуру. В следствие спин-орбитального взаимодействия это вращение передается спину дочерних частиц. Возникает эффект поляризации вдоль направления пучка (P_z).

P_z можно изучать с помощью слабых распадов Λ -гиперонов. В слабых распадах Λ -гиперонов дочерний барион с большей вероятностью вылетает вдоль направления спина Λ -гиперона. Поэтому формула для поляризации Λ -гиперонов вдоль направления пучка (P_z) выглядит следующим образом [30]:

$$P_z = \frac{\langle \cos(\theta_p^*) \rangle}{\alpha_H \langle \cos^2(\theta_p^*) \rangle} \quad (13)$$

где α_H - параметр распада гиперона ($\alpha_\Lambda = -\alpha_{\bar{\Lambda}} = 0.738 \pm 0.013$), θ_p^* - полярный угол импульса дочернего протона в системе покоя гиперона и $\langle \rangle$ - усреднее по всем используемым Λ -гиперонам по всем событиям.

Если считать детектор идеальным, то $\langle \cos^2(\theta_p^*) \rangle$ можно считать равным $1/3$. В данной работе использовалось именно это значение. Значение $\langle \cos(\theta_p^*) \rangle$ можно оценить с помощью метода плоскости события [10]. Суть метода заключается в измерении $\langle \cos(\theta_p^*) \rangle$ в зависимости от разницы азимутального угла гиперона (ϕ) и угла наклона плоскости события второго порядка (Ψ_2) (рис. 10).

Вследствие симметрии среднее значение P_z должно быть равно нулю [12, 31]. Из-за области видимости и эффективности детектора, наблюдается отклонение, поэтому расчетное значение $\langle \cos(\theta_p^*) \rangle^{sub}$ находилось следующим образом:

$$\langle \cos(\theta_p^*) \rangle^{sub} = \langle \cos(\theta_p^*) \rangle_i - \sum_i^{n_{bin}} \frac{\langle \cos(\theta_p^*) \rangle_i}{n_{bin}} \quad (14)$$

где i - номер бина азимутального угла Λ -гиперона, n_{bin} - количество бинов.

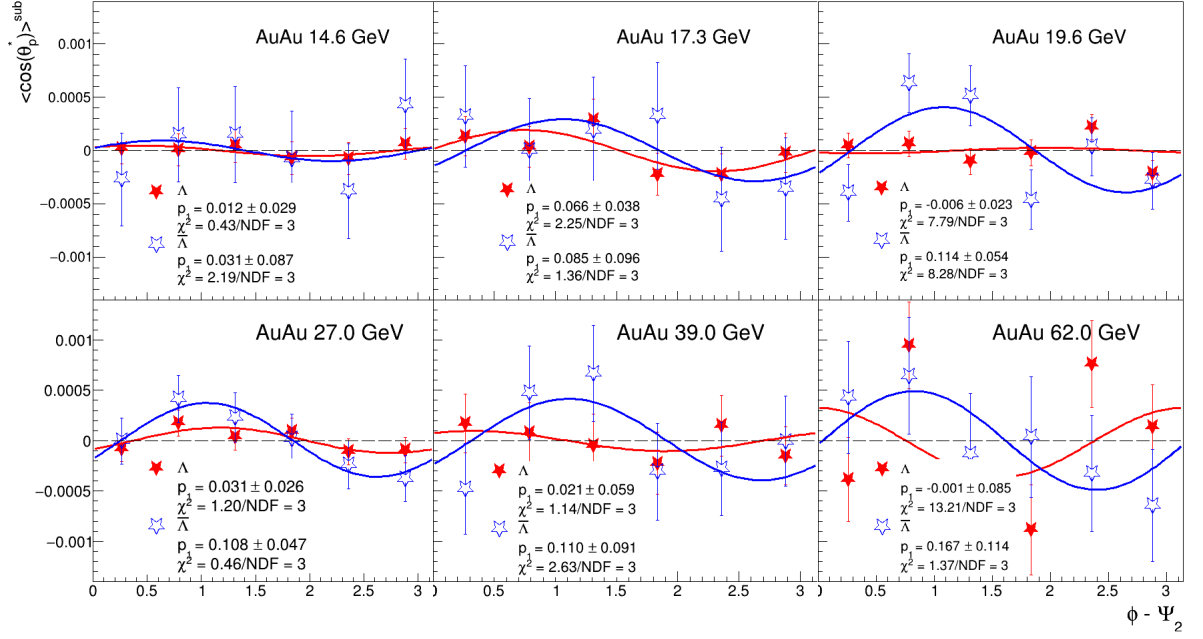


Рис. 10: Зависимость $\langle \cos(\theta_p^*) \rangle^{sub}$ от разницы $\phi - \Psi_2$

Из рисунка 10 видно, что зависимость $\langle \cos(\theta_p^*) \rangle^{sub}$ от разницы $\phi - \Psi_2$ для Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонов является синусоидой, что сходится с теорией. Аппроксимировав зависимость функцией $p_0 + 2p_1 \sin(2(\phi - \Psi_2)) + 2p_2 \cos(2(\phi - \Psi_2))$ для каждого диапазона центральности, можно найти коэффициент $p_1 = \langle \cos(\theta_p^*) \sin(2(\phi - \Psi_2)) \rangle$. Тогда:

$$\langle P_z \sin(2(\phi - \Psi_2)) \rangle = \frac{3p_1}{\alpha_H Res(\Psi_2)},$$

где $Res(\Psi_2)$ - разрешение угла наклона плоскости события второго порядка.

5.2 Результаты

Построено распределение $\langle P_z \sin(2(\phi - \Psi_2)) \rangle$ в зависимости от центральности для суммарного вклада Λ и $\bar{\Lambda}$ для каждой энергии на одном рисунке (рис. 11).

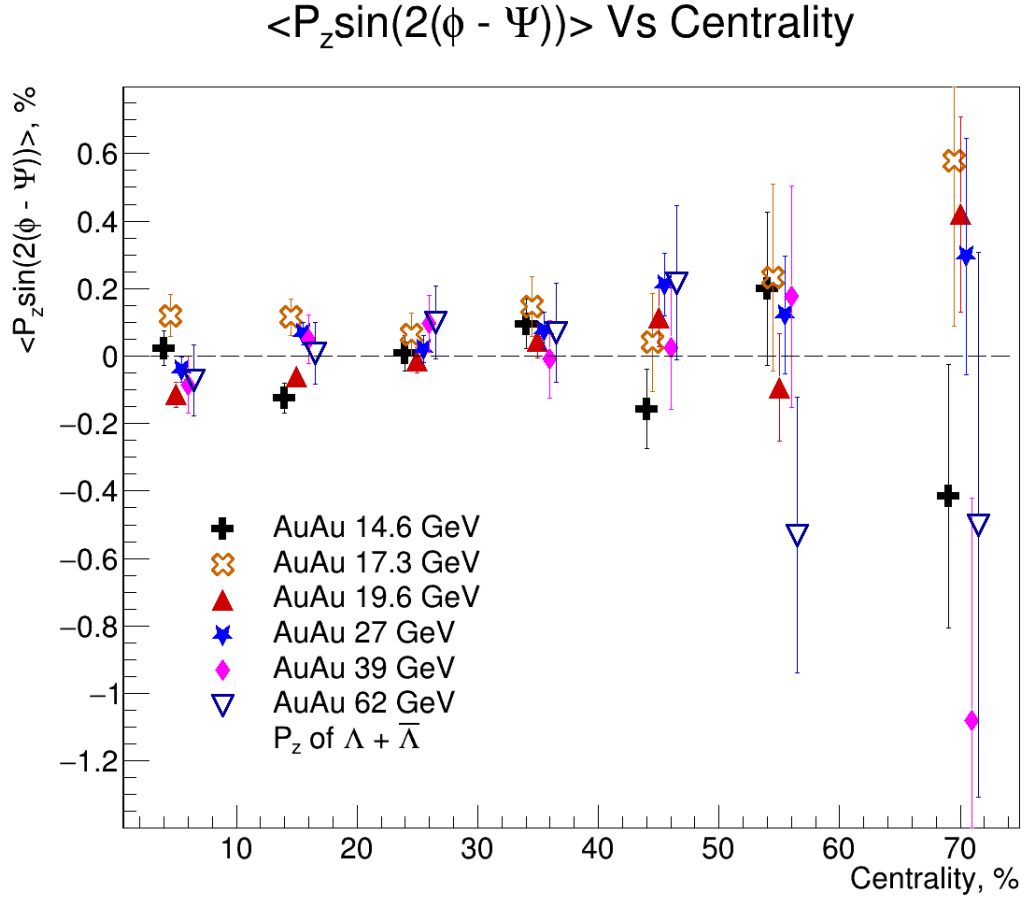


Рис. 11: Зависимость поляризации вдоль направления пучка от центральности

Из рисунка видно, что определенной зависимости $\langle P_z \sin(2(\phi - \Psi_2)) \rangle$ от центральности не наблюдается.

Построена зависимость $\langle P_z \sin(2(\phi - \Psi_2)) \rangle$ от энергии сталкивающихся пучков.

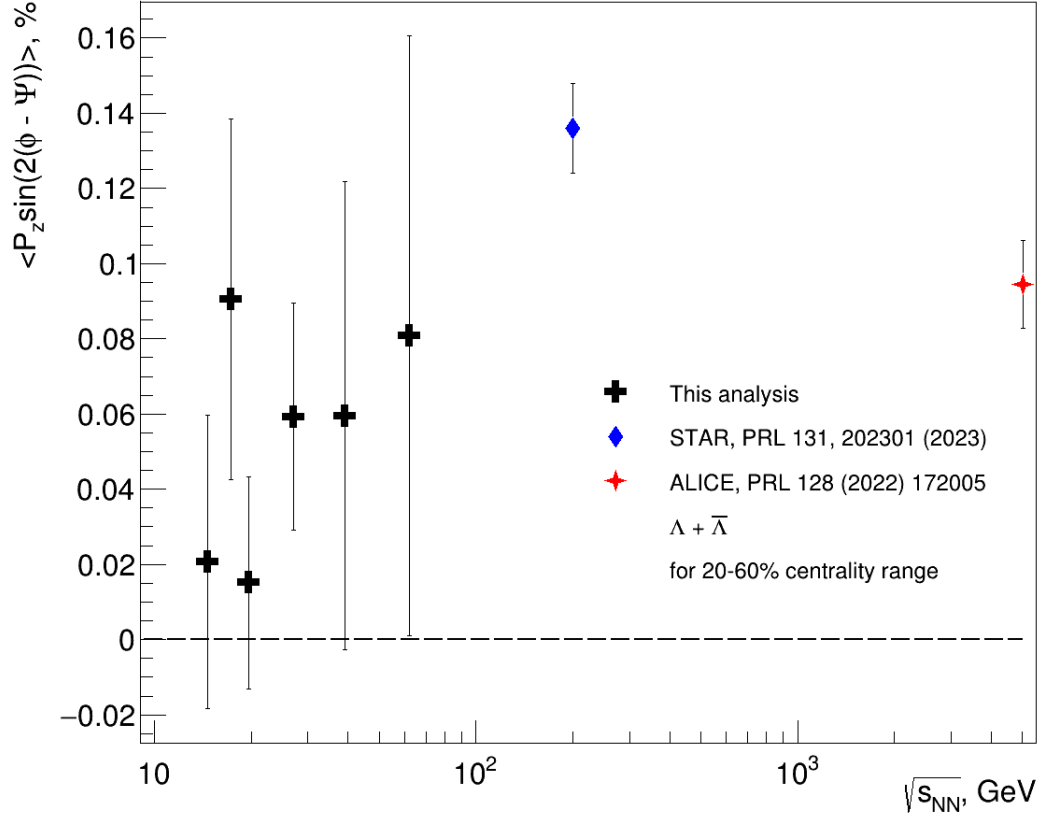


Рис. 12: Зависимость поляризации вдоль направления пучка от энергии сталкивающихся пучков

На рисунке 12 наблюдается рост поляризации вдоль направления пучка с ростом энергии столкновения. Также видно, что при энергии 14.6 ГэВ $\langle P_z \sin(2(\phi - \Psi_2)) \rangle$ становится сравнимой с 0. Это может указывать на то, что при низких энергиях система не достигает состояния полного равновесия, а также на то, что поляризация преимущественно формируется на стадии КГМ.

Заключение

В ходе проделанной работы была получена зависимость поляризации вдоль направления пучка от суммарного вклада Λ , $\bar{\Lambda}$ -гиперонов от центральности в столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 14.6-62$ ГэВ. Зависимость поляризации вдоль направления пучка от центральности не наблюдается.

Также была получена зависимость поляризации вдоль направления пучка от суммарного вклада Λ , $\bar{\Lambda}$ -гиперонов от энергии столкновения в пределах по центральности: 20-60%. Наблюдается рост поляризации вдоль направления пучка с ростом энергии столкновения, также показано, что при энергии 14.6 ГэВ поляризация становится сравнима с 0.

Список литературы

1. Rafelski, J. Connecting QGP-Heavy Ion Physics to the Early Universe. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* (2013).
2. Gyulassy, M. *The QGP Discovered at RHIC* 2004.
3. Adams, J. & et. al. (STAR Colobaration). Experimental and theoretical challenges in the search for the quark–gluon plasma: The STAR Collaboration’s critical assessment of the evidence from RHIC collisions. *Nuclear Physics A* (2005).
4. Adcox, K. & et. al. (PHENIX Colobaration). Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus–nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX Collaboration. *Nuclear Physics A* (2005).
5. Arsene, I. & et. al. (PHENIX Colobaration). Quark–gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The perspective from the BRAHMS experiment. *Nuclear Physics A* (2005).
6. Back, B. & et. al. (PHOBOS Colobaration). The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC. *Nuclear Physics A* (2005).
7. STAR, C. Global Λ hyperon polarization in nuclear collisions: evidence for the most vortical fluid. *Nature* (2017).
8. Becattini, F. $u \partial p$. A study of vorticity formation in high energy nuclear collisions. *Eur. Phys. J* (2015).
9. Becattini, F., Karpenko, I., Lisa, M. A., Upsal, I. & Voloshin, S. A. Global hyperon polarization at local thermodynamic equilibrium with vorticity, magnetic field, and feed-down. *Physical Review C* (2017).
10. STAR, C. Polarization of $\Lambda(\bar{\Lambda})$ hyperons along the beam direction in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev. Lett.* 123 (2019).
11. Voloshin, S. Vorticity and particle polarization in heavy ion collisions (experimental perspective). *EPJ Web of Conferences* (2018).
12. Becattini, F. & Karpenko, I. Collective longitudinal polarization in relativistic heavy-ion collisions at very high energy. *Phys. Rev. Lett.* 120 (2018).

13. L., P. Hyperon experiments at Fermilab. *Phys. Rep.* (1985).
14. STAR Collaboration: B.I. Abelev I. Selyuzhenkov, e. a. Global polarization measurement in Au+Au collisions. *Phys. Rev* (2007).
15. Adam, J. & et al. (STAR Collaboration). Global polarization of Λ hyperons in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev. C* *98* (2018).
16. Karpenko, I. & Becattini, F. Study of Λ polarization in relativistic nuclear collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7 - 200$ GeV. *Eur. Phys. J. C* *77*, 213 (2017).
17. Huang, X.-G., Liao, J. & Qun Wang, X.-L. X. Vorticity and Spin Polarization in Heavy Ion Collisions: Transport Models. *Lecture Notes in Physics, Vol.987* 281-308 (2021).
18. Xia, X.-L., Li, H., Tang, Z. & Wang, Q. Probing vorticity structure in heavy-ion collisions by local Λ polarization. *Phys. Rev. C* *98* (2018).
19. Fu, B., Liu, S. Y. F., Pang, L., Song, H. & Yin, Y. Shear-induced spin polarization in heavy-ion collisions. *PHYSICAL REVIEW LETTERS* *127*, 142301 (2021).
20. Acharya, S. & et al. Polarization of Λ and $\bar{\Lambda}$ Hyperons along the Beam Direction in Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. *PHYSICAL REVIEW LETTERS* *128*, 172005 (2022).
21. Alzhrani, S., Ryu, S. & Shen, C. Λ spin polarization in event-by-event relativistic heavy-ion collisions. *Physical Review C* *106*(1) (2022).
22. Abdulhamid, M. I. & et. al. (STAR Colobaration). Hyperon polarization along the beam direction relative to the second and third harmonic event planes in isobar collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev. Lett.* *131*, 202301 (2023).
23. Anderson, M. & et al. The STAR time projection chamber: a unique tool for studying high multiplicity events at RHIC. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* (2003).

24. XY., J., YH., L. & et al., R. S. Applying the Kalman filter particle method to strange and open charm hadron reconstruction in the STAR experiment. *NUCL SCI TECH* (2023).
25. Van der Kolk, N. & van der Kolk, N. Flow analysis methods in ALICE Event plane from Lee-Yang zeroes. *8th Conference Quark Confinement and the Hadron Spectrum* (2008).
26. A.M.Poskanzer & Voloshin, S. Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions. *Phys. Rev.* (1998).
27. Ollitrault, J.-Y. Flow systematics from SIS to SPS energies. *Nuclear Physics A* (1998).
28. Ollitrault, J.-Y. Reconstructing azimuthal distributions in nucleus-nucleus collisions (1997).
29. Voloshin, S. A., Poskanzer, A. M. & Snellings, R. Collective phenomena in non-central nuclear collisions (2018).
30. Collaboration, T. C. Azimuthal dependence of hyperon polarization along the beam direction in pPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 8.16 \text{ TeV}$. *Physical Review Letters* (2025).
31. Karpenko, I. & Becattini, F. Lambda polarization in heavy ion collisions: from RHIC BES to LHC energies. *Nuclear Physics A* (2019).