

Министерство науки и высшего образования Российской
Федерации

Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский ядерный университет
«МИФИ»

Отчет о научно-исследовательской работе на тему:

Изучение коллективных потоков идентифицированных
адронов в столкновениях ядер золота при энергиях
программы сканирования BES-I эксперимента STAR
(RHIC)

Научный руководитель
ст. преп. ООП ОЯФит

_____ Г.А. Нигматкулов

Выполнил
студент группы М19-115

_____ А.С. Поваров

Москва - 2020

Содержание

Введение	3
1. Эксперимент STAR	5
1.1. Время-проекционная камера TPC	6
1.2. Время-пролетная система TOF	6
2. Метод измерения коллективных потоков	8
2.1. Оценка угла плоскости события	8
2.2. Коррекции угла плоскости события	8
2.3. Измерение величины коллективного потока	9
2.4. Метод двух подсобытий	10
3. Результаты измерения коллективных потоков	11
3.1. Отбор событий	11
3.2. Отбор треков и идентификация частиц	11
3.3. Вычисление разрешения плоскости реакции	12
3.4. Коллективные потоки идентифицированных адронов	13
Заключение	16

Введение

Анализ азимутальной анизотропии, возникающей в ядро-ядерных столкновениях, является важным направлением современной физики высоких энергий. Азимутальная анизотропия позволяет получить информацию о природе и свойствах вещества, образующегося в таких столкновениях. Анизотропный поток чувствителен к взаимодействиям частиц на самых ранних стадиях эволюции системы. В этом смысле коллективный поток – это уникальная величина, которая напрямую дает информацию о системе на ранних стадиях ее эволюции, когда вещество находится в стадии кварк-глюонной материи.

В нецентральных столкновениях плоскость реакции определяется направлениями вектора прицельного параметра столкновения \vec{b} (вектор в поперечной плоскости между центрами ядер) и оси пучка. В момент столкновения область перекрытия ядер имеет эллипсоидальную форму. У возникшего эллипса в поперечной плоскости большая ось, перпендикулярна плоскости реакции. Когда вещество начинает остывать, то в этой области создаются градиенты давления, как следствие пространственной анизотропии системы. Максимальное давление возникает вдоль меньшей оси эллипсоида, то есть в плоскости реакции, минимальное – вдоль большей оси. В результате импульсное распределение частиц становится анизотропным [1].

Существование азимутальной анизотропии частиц может объясняться тем, что выход частиц, которые были измерены в конечном состоянии системы, зависит не только от физических условий, созданных ограниченно в точке их рождения, но и от геометрии события.

Анализ азимутальной анизотропии проводится с помощью разложения в ряд Фурье распределения частиц по азимутальному углу ϕ [2]:

$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2 N}{p_T dp_T dy} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos(n(\phi - \Psi_{RP})) \right) \quad (1)$$

где E – энергия частицы, p_T – поперечный импульс, y – быстрота, ϕ – азимутальный угол частицы, Ψ_{RP} – азимутальный угол плоскости реакции.

Направленный поток v_1 характеризует средний импульс, приобретенный частицей вдоль направления прицельного параметра. Эллиптический поток v_2 дает информацию о величине градиентов давления при расширении системы, эффективных степенях свободы и степени термализации на ранних этапах столкновения. Положительные значения v_2 указывают на превышение рождения частиц в плоскости реакции. Треугольный поток v_3 и более высшие нечетные гармоники связаны с флуктуациями формы области перекрытия ядер и плотности энергии во время столкновения. Форма области перекрытия ядер в событии может сильно отличаться от эллиптической в силу флуктуаций, что приводит к ненулевым значениям нечетных коэффициентов v_n [3].

В данной работе измеряются эллиптические и треугольные потоки идентифицированных адронов при энергиях программы сканирования BES-I эксперимента STAR: 11.5, 14.5, 19.6, 27, 39, 62.4 ГэВ на нуклонную пару. Изучается разность потоков частиц и их античастиц как функция энергии пучка для разных интервалов центральности.

1. Эксперимент STAR

Коллайдер релятивистских тяжелых ионов расположен (RHIC) в Брукхейвенской национальной лаборатории, штат Нью-Йорк. В четырех точках коллайдера находятся экспериментальные установки STAR, PHENIX, BRAHMS и PHOBOS. На сегодняшний день функционирует только STAR. Эксперимент STAR (Solenoidal Tracker At RHIC) является одним из основных детекторных комплексов на коллайдере релятивистских тяжелых ионов RHIC. В столкновении тяжелых ионов рождается большое количество частиц. Например, около 1000 первичных частиц рождается в центральных столкновениях Au+Au. Во взаимодействиях первичных частиц с веществом детектора и при распадах короткоживущих частиц рождается большое количество вторичных частиц. Все эти частицы регистрируются детекторным комплексом STAR. В эксперименте STAR исследуется структура нуклонов и свойства кварк-глюонной материи, которая возникает в месте столкновения ядер.

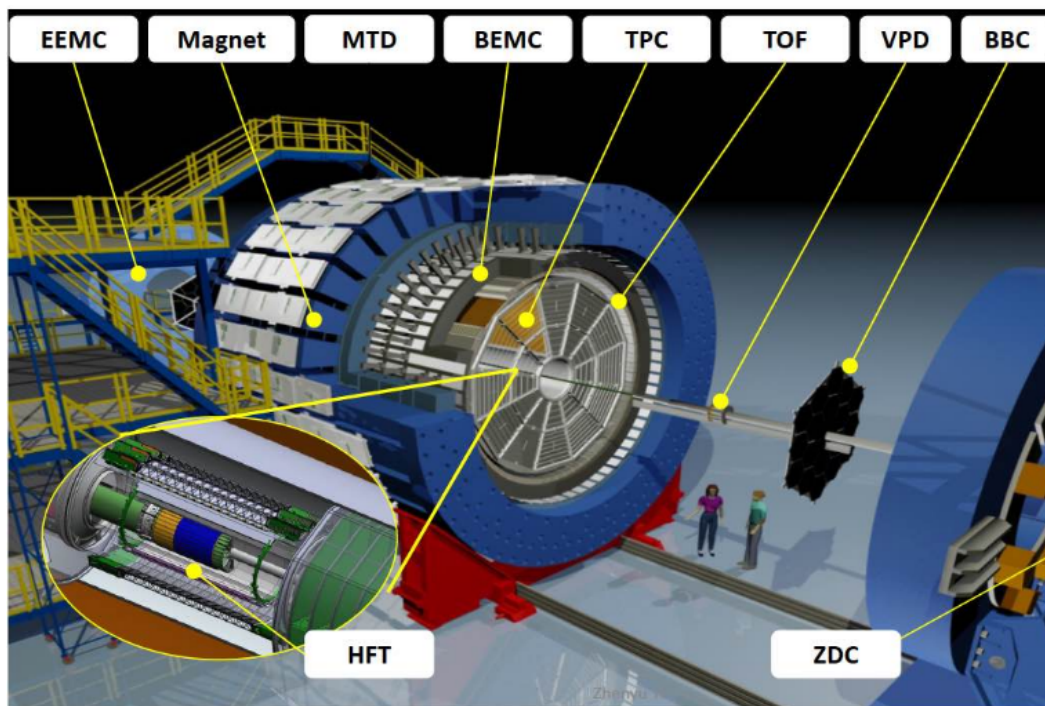


Рис. 1. Эксперимент STAR.

Эксперимент состоит из нескольких типов детекторов, предназначенные для регистрации и идентификации частиц. Схема эксперимента STAR показана на рисунке 1. Основными детекторами, данные с которых использовались в работе, являются время-проекционная камера (TPC - Time Projection Chamber) и время-пролетная система (TOF - Time-of-Flight).

1.1. Время-проекционная камера ТРС

Время-проекционная камера (ТРС) - является основным детектором эксперимента STAR [5]. ТРС используется для реконструкции треков, измерения импульса частицы и ее ионизационных потерь, на основе которых проводят идентификацию частиц. Дрейфовая ячейка, с внешним диаметром 4 метра, заполнена газом и имеет систему градиентных колец, с помощью которой в ней создается однородное электрическое поле. Камера находится внутри магнитного поля с индукцией 0,5 Тл [6]. Объем камеры заполнен смесью метана и аргона в соотношении 1:9 под давлением на 2 мбар выше атмосферного [7]. При пролете частицы через ТРС образуются ионизационные кластеры, который дрейфуют в направлении торцов детектора. Время-проекционная камера позволяет измерять импульс от 100 МэВ/с. ТРС покрывает диапазон псевдобыстроты $|\eta| < 1$ и весь диапазон по азимутальному углу $0 < \phi < 2\pi$.

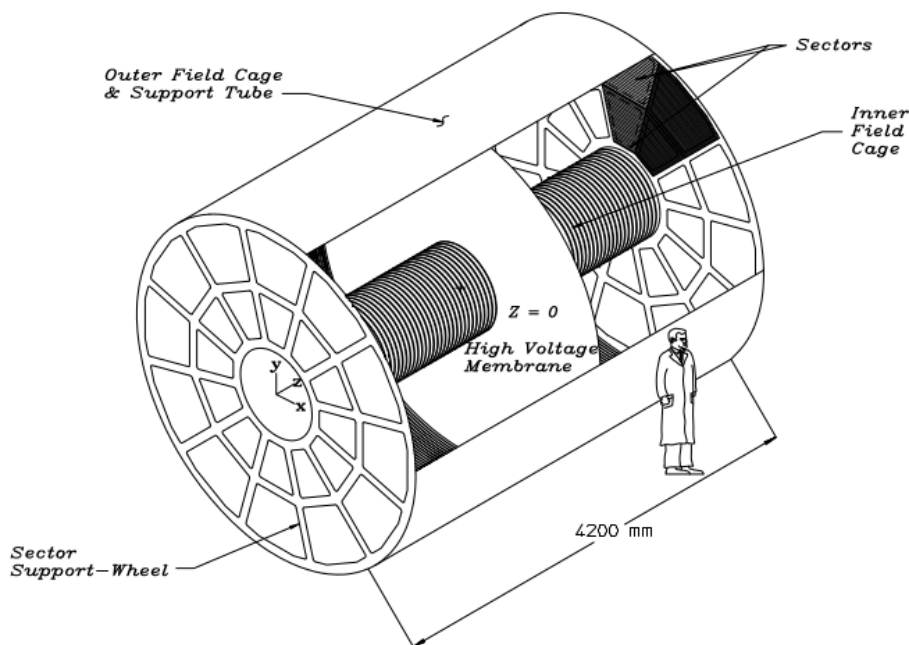


Рис. 2. Принципиальная схема время-проекционной камеры (ТРС) установки STAR на RHIC.

Плюсом для регистрации большого количества частиц является возможность создания трехмерного изображения треков. Благодаря пропорциональному режиму регистрации отдельных кластеров, время-проекционная камера позволяет также измерить удельные ионизационные потери частицы dE/dx .

1.2. Время-пролетная система TOF

Для увеличения возможности по регистрации частиц в детекторном комплексе STAR была проведена установка сегментированной системы времени пролета (TOF). Детектор TOF имеет цилиндрическую форму и окружает

ТРС. Для идентификации частицы используется информация о времени пролета, т.е. времени между столкновением пучка ионов и попаданием частицы в определенный сегмент детектора. С использованием информации о треке частицы от время-проекционной камеры возможно определить импульс частицы и длину ее траектории. Таким образом, используя длину траектории и время пролета частицы для каждого трека определяется скорость β . Зная импульс, определяется масса частицы по формуле 2.

$$m^2 = p^2 \left[\frac{t_{flight}}{L_{track}c} - 1 \right] \quad (2)$$

где p - импульс частицы, измеренный с помощью ТРС, L_{track} - длина трека частицы, t_{flight} - время пролета частицы, измеренное TOF.

В детекторном комплексе STAR система TOF создана на основе многозазорной камеры с резистивными пластинами (Multigap Resistive Plate Chamber) [8]. Время-пролетная камера измеряет время, за которое частица пролетает от точки столкновения до крайней точки детектора. TOF имеет временное разрешение 85 пс, покрывает диапазон $|\eta| < 0,9$ и может идентифицировать частицы с импульсом до 2 ГэВ/с.

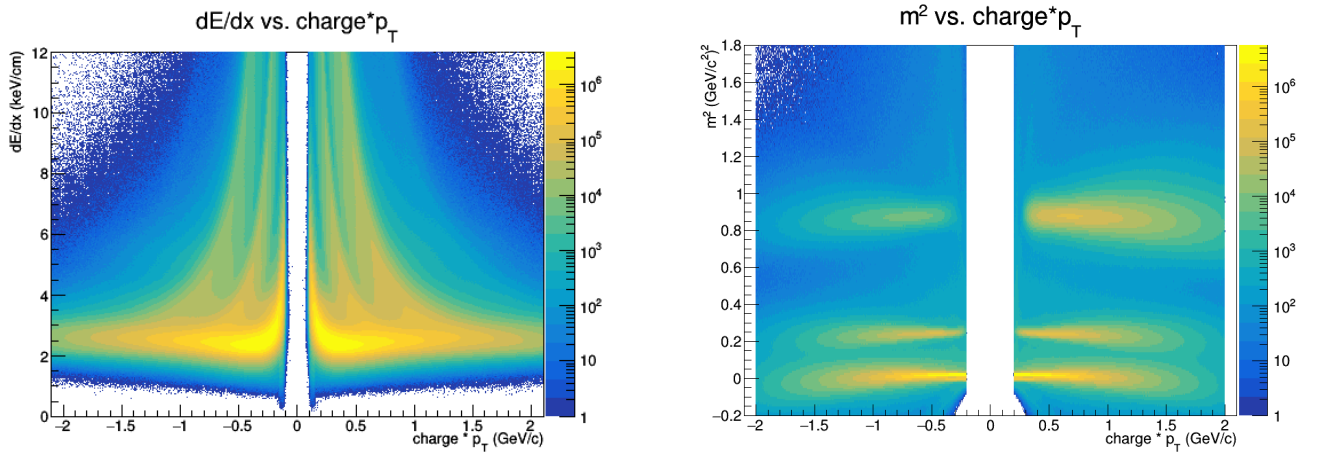


Рис. 3. Распределения разницы экспериментальных и теоретических ионизационных потерь в стандартных отклонениях (слева) и квадрата массы (справа) в зависимости от импульса.

Наличие время-пролетной системы позволяет проводить регистрацию частиц в более широком интервале импульсов, чем только с одной время-проекционной камерой.

2. Метод измерения коллективных потоков

2.1. Оценка угла плоскости события

Плоскость реакции Ψ_{RP} нельзя непосредственно измерить в эксперименте. Поэтому используется оценочное значение Ψ_n , которое обычно называют углом плоскости события. Существуют разные способы измерения коллективных потоков. Каждый по-разному чувствителен к потоку и непотоковым корреляциям. В данной работе используется метод плоскости события (Event Plane method) [4]. Угол плоскости события Ψ_n может быть получен, используя Q-вектора [2]:

$$Q_n \cos(n\Psi_n) = X_n = \sum_i \omega_i \cos(n\phi_i) \quad (3)$$

$$Q_n \sin(n\Psi_n) = Y_n = \sum_i \omega_i \sin(n\phi_i) \quad (4)$$

$$\Psi_n = \frac{1}{n} \arctan \frac{\sum_i \omega_i \sin(n\phi_i)}{\sum_i \omega_i \cos(n\phi_i)} \quad (5)$$

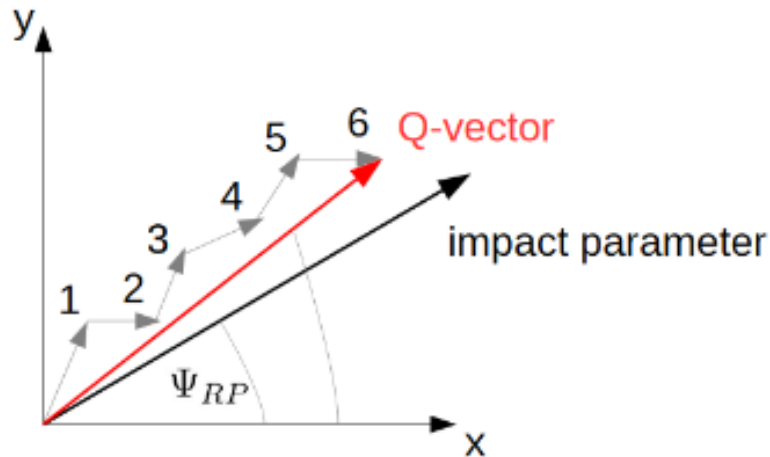


Рис. 4. Графическая визуализация Q-вектора.

Суммирование производится по всем частицам, рожденным в событии, ϕ_i , ω_n - азимутальный угол и вес для i -той частицы.

2.2. Коррекции угла плоскости события

Так как в детекторе регистрируются не все частицы к вектору потока и углу плоскости события применяются следующие процедуры: отцентровка (recentering) и выполаживание (flattening) [4, 12]. При идеальном акцептансе детекторов распределение Ψ_n по всем событиям должно быть равномерным,

то есть среднее значение Q -вектора по всем событиям должно равняться нулю. Из-за неидеальности детектора среднее значение Q -векторов может смещаться на некоторую величину, что корректирует отцентровка:

$$Q_{x(y)}^{Recent} = Q_{x(y)} - \langle Q_{x(y)} \rangle \quad (6)$$

Для избавления эффекта «волнистости» и окончательного выравнивания распределения плоскостей событий применяется процедура выполаживания:

$$\Psi_n^{Flattening} = \Psi_n^{Recent} + \Delta\Psi_n^{Recent} \quad (7)$$

где

$$\Delta\Psi_n^{Recent} = \sum_i^{i_{max}} \frac{2}{i} (-\langle \sin(in\Psi_n) \rangle \cos(in\Psi_n) + \langle \cos(in\Psi_n) \rangle \sin(in\Psi_n)) \quad (8)$$

2.3. Измерение величины коллективного потока

После нахождения угла плоскости события, вычисляется значение потока. Можно записать, что:

$$\begin{aligned} \underbrace{\langle \cos[n(\phi - \Psi_n)] \rangle}_{v_n^{obs}} &= \langle \cos[n((\phi - \Psi_{RP}) - (\Psi_n - \Psi_{RP}))] \rangle = \\ &= \underbrace{\langle \cos[n(\phi - \Psi_{RP})] \rangle}_{v_n} \underbrace{\langle \cos[n(\Psi_n - \Psi_{RP})] \rangle}_{Res\{\Psi_n\}} \end{aligned} \quad (9)$$

Для получения правой части уравнения 9 предполагалось, что разница между углом плоскости реакции Ψ_{RP} и углом плоскости события Ψ_n является случайной величиной, и учитывалось, что при усреднении по всем событиям все члены с синусами равны нулю. Величина $Res\{\Psi_n\}$ называется разрешением плоскости реакции. Для определения истинной величины потока v_n , значение наблюдаемого потока v_n^{obs} необходимо поделить на разрешение $Res\{\Psi_n\}$:

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

Существуют различные методы вычисления разрешения плоскости события [4]. Один из них будет описан ниже.

2.4. Метод двух подсобытий

В данной работе для вычисления разрешения плоскости события и последующего получения значений потока используется метод двух подсобытий (2Sub-Event method). Идея состоит в том, чтобы искусственно поделить детектор ТРС на два независимых сегмента: TRC^{east} ($\eta < 0$) и TRC^{west} ($\eta > 0$), вырезав при этом часть детектора, где происходит столкновение ядер. Для этого берется диапазон по псевдобыстроте, называемый $\Delta\eta - gap$. Треки, имеющие значение псевдобыстроты, лежащее в данном диапазоне, не используются для вычисления разрешения плоскости события и значений коллективных потоков. Тогда формула 10 и $Res\{\Psi_n\}$ запишутся следующим образом:

$$Res\{\Psi_n\} = \sqrt{\langle \cos(n(\Psi_{n,\eta-} - \Psi_{n,\eta+})) \rangle} \quad (11)$$

$$v_n = \frac{\cos(n(\phi_{\pm} - \Psi_{n,\mp}))}{\sqrt{\langle \cos(n(\Psi_{n,\eta-} - \Psi_{n,\eta+})) \rangle}} \quad (12)$$

где $\Psi_{n,\eta+}$ и $\Psi_{n,\eta-}$ – углы плоскости события, посчитанные для TRC^{west} и TRC^{east} соответственно, ϕ_{\pm} – азимутальный угол трека, восстановленного в TRC^{west} и TRC^{east} . Использование этого метода в данной работе позволяет устранить автокорреляции, возникающие вследствие того, что угол плоскости события Ψ_n и коэффициент азимутальной анизотропии v_n рассчитываются с помощью одних и тех же частиц в событии. Поэтому эти величины вычисляются в разных подсобытиях [10]. $\Delta\eta - gap$ позволяет исключить непотоковые корреляции такие, как резонансы, фемтоскопические корреляции и струи.

3. Результаты измерения коллективных потоков

3.1. Отбор событий

В данной работе использовались данные столкновений Au+Au при энергиях программы сканирования BES-I эксперимента STAR: 11.5, 14.5, 19.6, 27, 39 и 62.4 ГэВ на пару нуклонов. Набираемые события проходили минимальный отбор онлайн, что подразумевало наличие сигнала в калориметре нулевых углов ZDC (Zero Degree Calorimeter), детекторе позиции вершины столкновения VPD (Vertex Position Detectors) и в сцинтилляционных детекторах BBC (Beam-Beam Counter). Часть событий при низких энергиях были вызваны взаимодействием пучка со стенками ионопровода, в результате большого эмиттанса пучка. Фон из-за этих событий был уменьшен требованием, чтобы положение первичной вершины столкновения находилось в радиусе менее 2 см от центра ионопровода. Для столкновений при энергии 14.5 ГэВ на пару нуклонов ставится более строгое условие, менее 1 см, и за центр ионопровода берется (0.0; -0.89), так как в этот год был установлен кремниевый детектор HFT (Heavy Flavor Tracker). Отбирались события с положением первичной вершины вдоль направления пучка в диапазонах, указанных в таблице 3.1.

Таблица 1. Диапазоны отбора положения первичной вершины вдоль направления пучка (Z координаты)

$\sqrt{s_{NN}}$ (ГэВ)	Диапазон Z координаты (см)
11.5	[-50, 50]
14.5	[-70, 70]
19.6	[-70, 70]
27	[-70, 70]
39	[-40, 40]
62.4	[-40, 40]

Чтобы исключить наложение событий, требовалось, чтобы хотя бы два хита из времяпролетной системы TOF были сопоставлены двум реконструируемым трекам из первичной вершины в время-проекционной камере TRC.

3.2. Отбор треков и идентификация частиц

Отбирались только первичные треки, которые лежат в диапазонах по псевдобыстроте $|\eta| < 1$ и по азимутальному углу $0 < \phi < 2\pi$. Для обеспечения

точной реконструкции импульса частицы исключались треки, имеющие меньше 15 кластеров ионизации N_{hits} в время-проекционной камере. Для улучшения разделения треков требуем, чтобы отношение количества точек ионизации к количеству возможных точек N_{hits}/N_{hits}^{poss} было больше 0.52.

Для восстановления угла плоскости события использовались заряженные адроны с полным импульсом в диапазоне от 0.15 ГэВ/с до 5.0 ГэВ/с и с расстоянием от реконструированного трека до первичной вершины ДСА меньше 1 см, чтобы обеспечить отбор первичных треков. Для 14.5 ГэВ отбирались треки с поперечным импульсом от 0.2 ГэВ/с до 2.0 ГэВ/с и с ДСА < 2 см.

В данной работе для измерения эллиптического v_2 и треугольного v_3 потоков отбирались долгоживущие частицы: пионы, каоны и протоны (π^\pm , K^\pm , p и \bar{p}). Идентификация проводилась с использованием удельных ионизационных потерь в ТРС и информации о квадрате массы частицы из ТОФ.

Таблица 2. Диапазоны квадрата массы

Частица	m^2 (ГэВ/с ²) ²
пионы (π^\pm)	(-0.15, 0.1)
каоны (K^\pm)	(0.2, 0.32)
протоны (p, \bar{p})	(0.74, 1.20)

Отбирались треки, для которых разница экспериментальных и теоретических ионизационных потерь в стандартных отклонениях меньше 3σ и которые имеют сигнал в ТОФ. Отбор по квадрату массы частицы, проводился в следующих диапазонах, приведенных в таблице 3.2.

3.3. Вычисление разрешения плоскости реакции

Разрешение плоскости реакции для второй и третьей гармоники вычислялось по формуле 11 с $\Delta\eta - gap = 0.1$. На рисунке 5 представлены разрешения плоскости реакции как функции центральности для разных энергий, вычисленные для время-проекционной камеры ТРС. Разрешение плоскости события было рассчитано для девяти различных интервалов центральности (0–5%, 5–10%, 10–20%, 20–30%, 30–40%, 40–50%, 50–60%, 60–70% и 70–80%). Поскольку разрешение плоскости события зависит от количества частиц, используемых для реконструкции, оно увеличивается от периферийных до центральных столкновений, это можно наблюдать как для второй и третьей гармоник. С другой стороны, плоскость события вычисляется с использованием анизотропного потока самого события [11]. Поэтому разрешение для второй гармоники уменьшается для центральных столкновений, где значения потока

малы, а разрешение для третьей гармоники практически не меняется, так как треугольный поток слабо зависит от центральности столкновения.

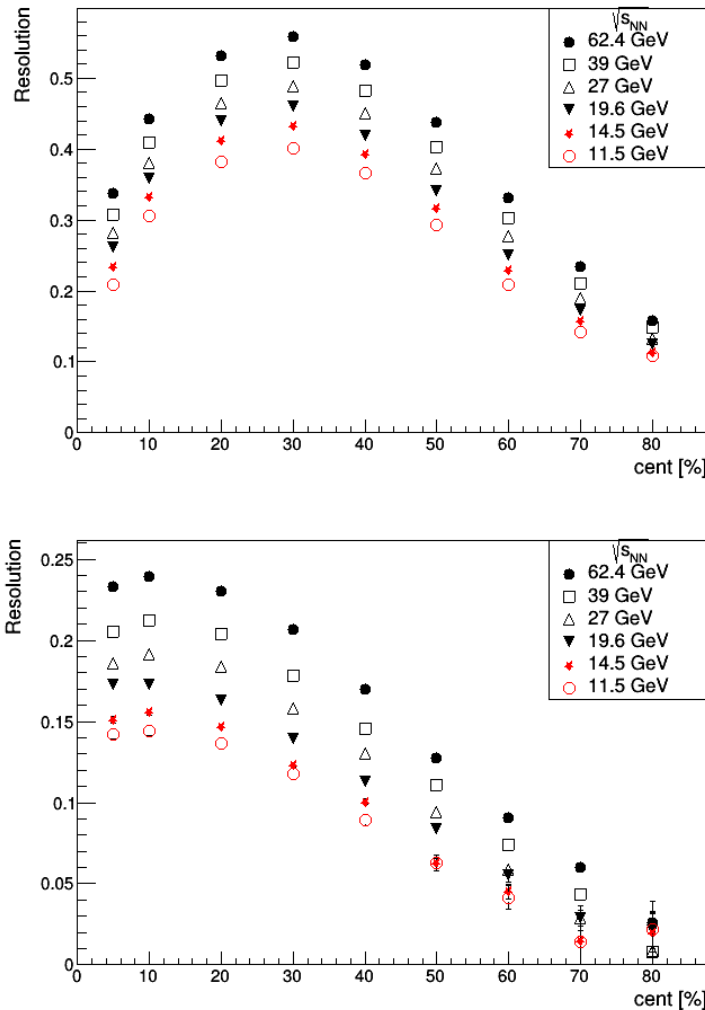


Рис. 5. Разрешение плоскости реакции как функция центральности для второй (верхний график) и третьей (нижний график) гармоник для разных энергий.

3.4. Коллективные потоки идентифицированных адронов

Для вычисления коллективных потоков пионы и каоны отбирались с поперечными импульсами от 0.2 до 3.2 ГэВ/с, протоны и антипротоны от 0.5 до 3.2 ГэВ/с. На рисунке 6 представлена разность эллиптического и треугольного потоков частиц и их античастиц как функция энергии, соответствующая диапазонам по центральности 0-10% и 10-40%. Наблюдается значительная разница в v_2 между частицами и соответствующими античастицами. При энергиях выше 39 ГэВ на пару нуклонов разница практически постоянная, но при

уменьшении энергии она возрастает. Следовательно, существует зависимость разницы эллиптического потока частиц и античастиц от химического барионного потенциала μ_B . Разница $v_2(X) - v_2(\bar{X})$ больше для протонов чем для пионов и каонов.

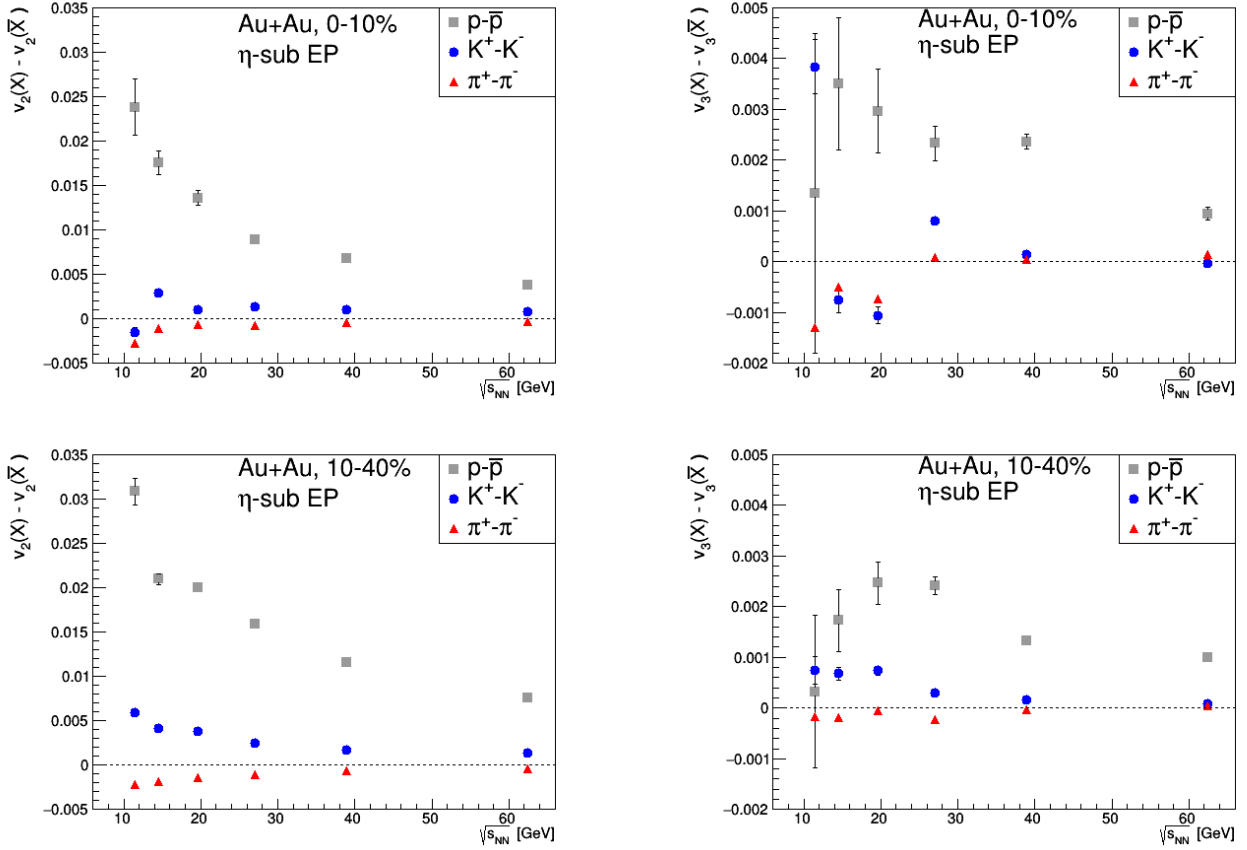


Рис. 6. Разница эллиптического (слева) и треугольного (справа) потоков частиц и античастиц как функция энергии столкновения на пару нуклонов для центральности 0-10% (верхний ряд) и 10-40% (нижний ряд)

Для разности треугольного потока частиц и античастиц не наблюдается зависимость от энергии пучка. Разница $v_3(X) - v_3(\bar{X})$ также больше для протонов чем пионов и каонов кроме одной точки, которая соответствует энергии пучка 11.5 ГэВ. На рисунках 7, 8 и 9 представлена разность потоков частиц и их античастиц как функция энергии пучка для разных диапазонов центральности. Разность $v_2(X) - v_2(\bar{X})$ увеличивается от центральных к периферическим столкновениям. Разность треугольного потока частиц и их античастиц от центральности зависит слабо.

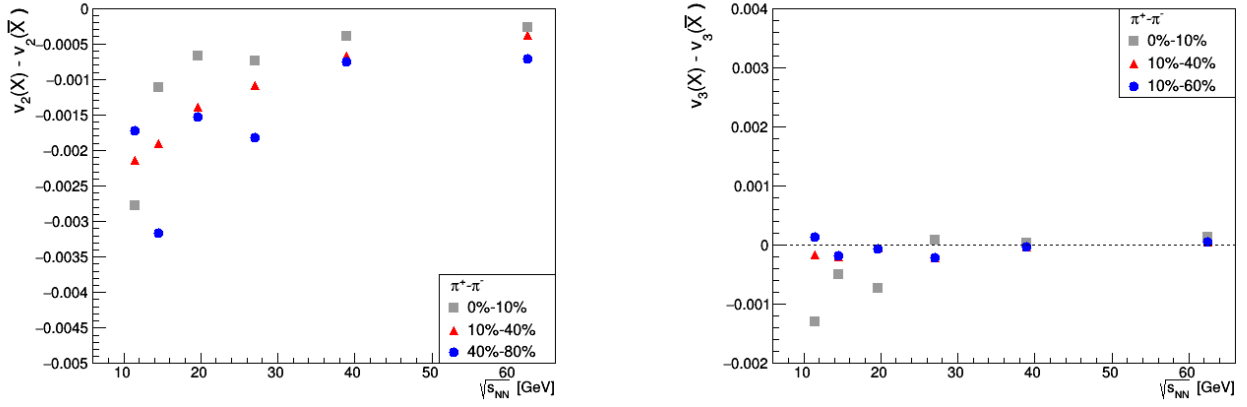


Рис. 7. Разность эллиптического (слева) и треугольного (справа) потоков пионов (π^+ и π^-) для разных диапазонов центральностей

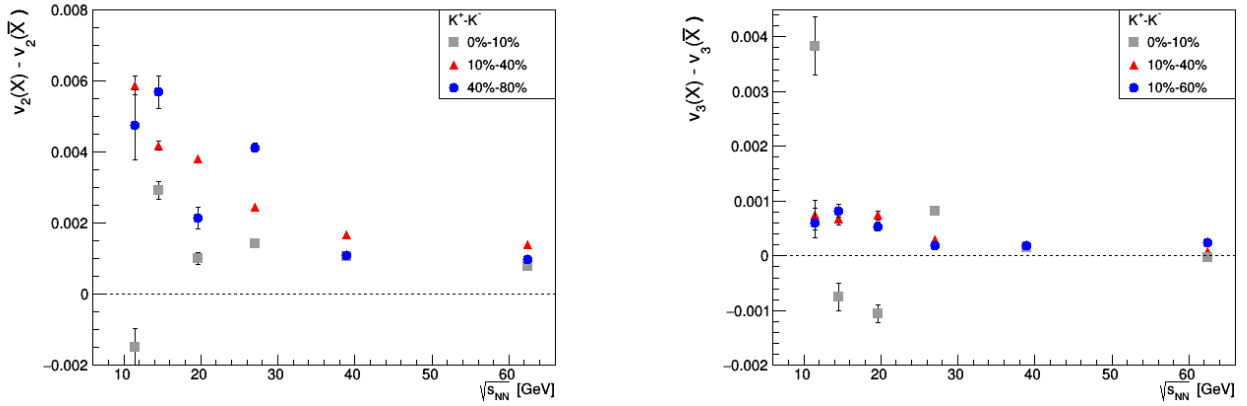


Рис. 8. Разность эллиптического (слева) и треугольного (справа) потоков каонов (K^+ и K^-) для разных диапазонов центральностей

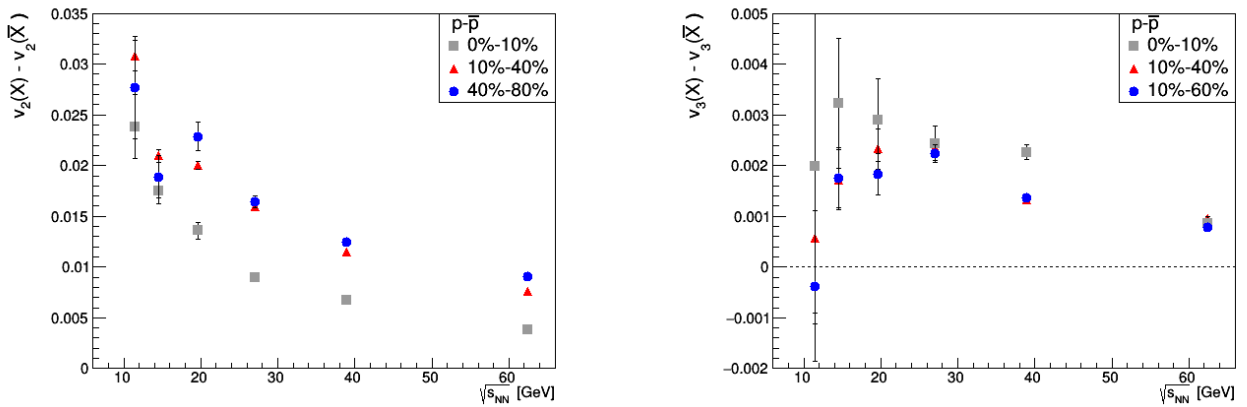


Рис. 9. Разность эллиптического (слева) и треугольного (справа) потоков протонов (p и \bar{p}) для разных диапазонов центральностей

Заключение

В данной работе изучались коллективные потоки идентифицированных адронов в столкновениях ядер золота при энергиях программы сканирования BES-I эксперимента STAR (RHIC). Были измерены эллиптический и треугольный потоки идентифицированных адронов: пионов, каонов и протонов (π^\pm , K^\pm , p , \bar{p}). Представлена разность потоков частиц и соответствующих им античастиц как функция энергии столкновения ядер золота на пару нуклонов. Разность значений эллиптического потока увеличивается при уменьшении энергии столкновения, причем разность протонов и антипротонов достигает величины, в несколько раз превышающей значения разности для мезонов при низких энергиях столкновения. Также присутствует зависимость от центральности. Разность треугольного потока частиц и античастиц не имеет зависимости от энергии столкновения и практически не зависит от центральности. Полученные значения треугольного потока являются новыми для данных энергий (11.5, 14.5, 19.6, 27, 39, 62.4 ГэВ на пару нуклонов).

Список литературы

- [1] Коротких В.Л. Эффекты кварк-глюонной плазмы в столкновениях релятивистских ионов. Учебное пособие. — М.: Издательство КДУ, 2018. — 148с.
- [2] Voloshin S., Zhang Y. Flow Study in Relativistic Nuclear Collisions by Fourier Expansion of Azimuthal Particle Distributions, *Z. Phys. C* 70, 1996, 665-672.
- [3] Agakishiev G., Aggarwal M.M. et al. Directed and elliptic flow of charged particles in Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 22.4$ GeV. *Phys. Rev. C* 85, 014901, 2012.
- [4] Poskanzer A.M., Voloshin S.A. Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions. *Phys. Rev. C* 58, 1998, 1671-1678.
- [5] Ackermann K.H. et al. STAR detector overview. *Nucl. Instrum. Meth., A* 499, 2003, 624-632.
- [6] Anderson M. The STAR Time Projection Chamber: A Unique Tool for Studying High Multiplicity Event at RHIC. *Nucl. Instrum. Meth., A* 499, 2003, 659-678.
- [7] Bergsma F. The STAR magnet system. *Nucl. Instrum. Meth., A* 499, 2003, 633-642.
- [8] Kotchenda L. The STAR TPC Gas System. *Nucl. Instrum. Meth., A* 499, 2003, 703-712.
- [9] Ackermann K.H. et al. The STAR Time Projection Chamber: A Unique Tool for Studying High Multiplicity Events at RHIC. *Nucl. Instrum. Meth., A* 499, 2003, 659-678.
- [10] Коротких В.Л. и др. Эллиптический поток частиц в соударениях тяжёлых ионов и возможность его измерения при энергиях ЛНС. *Ядерная Физика*, 2008, том 71, номер 12, 1-10
- [11] Adamczyk L. et al. Elliptic flow of identified hadrons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7-62.4$ GeV. *Phys. Rev. C* 88, 014902, 2013.
- [12] Selyuzhenkov I., Voloshin S. Effects of non-uniform acceptance in anisotropic flow measurement. *Phys. Rev. C* 77, 034904, 2007.
- [13] Adamczyk L. et al. Centrality dependence of identified particle elliptic flow in relativistic heavy ion collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7-62.4$ GeV. *Phys. Rev. C* 93, 014907, 2016.