

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

ПРЕДДИПЛОМНАЯ ПРАКТИКА НА ТЕМУ:
СКЕЙЛИНГ КОЛЛЕКТИВНЫХ ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ
АДРОНОВ В AU+AU СТОЛКНОВЕНИЯХ ПО ДАННЫМ
ЭКСПЕРИМЕНТА STAR

Научный руководитель,
к.ф.-м.н.

_____ Г. А. Нигматкулов

Выполнил
студент группы М19-115

_____ А. С. Поваров

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	2
1 Коллективные потоки в столкновениях тяжелых ионов	4
1.1 Метод плоскости события	5
2 Эксперимент STAR	7
2.1 Время-проекционная камера TPC	9
2.2 Время-пролетная система TOF	10
3 Экспериментальные методы	12
3.1 Отбор событий	12
3.2 Отбор треков	13
3.3 Идентификация частиц	13
3.4 Коррекции угла плоскости события	14
3.5 Вычисление разрешения плоскости реакции	15
4 Результаты	17
4.1 Эллиптический и треугольный потоки заряженных адронов	17
Заключение	21
Список литературы	22

ВВЕДЕНИЕ

Концепция горячей плотной материи обсуждалась ещё в 50-ых годах прошлого столетия. Например, в работах Э. Ферми [1], Л. Ландау [2] были применены статистические и гидродинамические методы к ансамблю сильно взаимодействующих частиц – адронов. В настоящее время эти идеи применяют к кваркам, антикваркам и глюонам, а раздел физики изучающий сильное взаимодействие называется квантовой хромодинамикой (КХД). Соответственно вводится понятие кварк-глюонной материи (КГМ). КГМ – это термально-равновесное состояние материи, в котором кварки и глюоны не связаны. Квантовая хромодинамика предсказывает фазовый переход адронный газ – кварк-глюонная материя. В работе [3] качественно описывается этот фазовый переход, который позднее был подтверждён расчётами на пространственных-временных решетках [4; 5]. Температура данного фазового перехода по решёточным оценкам составляет примерно 200 МэВ.

Одной из главных задач ядерной релятивистской физики является изучение свойств ядерной материи, рожденной в столкновениях ультрарелятивистских тяжёлых ионов. В таких столкновениях достигаются экстремальные температуры и плотности энергии, что позволяет создавать кварк-глюонную материю в лаборатории, хоть и на очень короткое время. На сегодняшний момент в мире развернуто несколько активных ускорительных экспериментов, в задачи которых входит изучение КГМ, например, большой адронный коллайдер LHC в Европейской организации по ядерным исследованиям (CERN, Швейцария, Франция) и коллайдер релятивистских тяжёлых ионов RHIC в Брукхейвенской национальной лаборатории (BNL, Нью-Йорк, США), а также ведётся строительство ещё нескольких ускорителей тяжёлых ионов: ионный коллайдер на базе Нуклотрона NICA в Объединённом институте ядерных исследований (ОИЯИ, Дубна, Россия) и центр по

исследованию ионов и антипротонов FAIR в Центре по изучению тяжёлых ионов имени Гельмгольца (GSI, Дармштадт, Германия). Каждая установка покрывает свою область на фазовой диаграмме ядерной материи. Возможность сталкивать разные типы ядер с разной энергией позволяет более детально исследовать фазовую диаграмму, природу фазового перехода, а также транспортные и термодинамические свойства КГМ, такие как начальные условия уравнения состояния, температура, вязкость.

Основная сложность в изучении кварк-глюонной материи состоит в том, что на эксперименте регистрируется конечное состояние сталкивающихся ядер, то есть рождённые в столкновении частицы. Поэтому важно найти такие наблюдаемые, которые при восстановлении по конечным продуктам, будут давать информацию о начальном состоянии рожденной в столкновении системы. Одними из таких наблюдаемых являются коллективные потоки. Азимутальная анизотропия в координатном пространстве при столкновении ядер рождается на начальных этапах эволюции КГМ. Посредством взаимодействия частиц, а именно кварков и глюонов, азимутальная анизотропия в координатном пространстве переходит в анизотропию импульсного пространства конечных продуктов. Как следствия азимутальной анизотропии возникают коллективные потоки, которые изучаются на эксперименте.

Данная работа посвящена изучению скейлингу коллективных потоков заряженных адронов в столкновениях ядер золота по данным эксперимента STAR на RHIC, полученных при энергиях столкновения 11.5 – 62.4 ГэВ на пару нуклонов.

1. КОЛЛЕКТИВНЫЕ ПОТОКИ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Коллективные потоки чувствительны к начальному состоянию системы и ранним временам столкновения. Они определяются геометрией начальной области перекрытия ядер и динамикой взаимодействия нуклонов-участников [6]. Поэтому, изучая коллективные потоки, можно получить информацию о системе на ранних стадиях её эволюции, когда вещество находится в стадии кварк-глюонной материи. Коллективные потоки активно начали изучаться в 90-ых годах XX века на ускорителях AGS в BNL [7; 8] и SPS в CERN [9; 10]. Позже в начале 2000-ых эллиптический поток был измерен на ускорителе RHIC [11]. Эти значения v_2 являются одним из наиболее важных открытий современной физики высоких энергий.

В нецентральных столкновениях зона перекрытия ядер имеют эллипсоидальную форму. У возникшего эллипса в поперечной плоскости большая ось, перпендикулярна плоскости реакции. В этом сгустке вещества 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 азимутальное импульсное распределение частиц становится анизотропным. Анализ азимутальной анизотропии проводится с помощью разложения Фурье одночастичного распределения частиц по азимутальному углу ϕ [12]:

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

где E – энергия частицы, p_T – поперечный импульс, y – быстрота частицы, ϕ – азимутальный угол частицы, Ψ – угол плоскости реакции. Множители v_n в каждом

слагаемом перед косинусом являются коэффициентами потока. Первая гармоника v_1 определяет направленный поток, который характеризует средний импульс, приобретенный частицей вдоль направления прицельного параметра. Как гидродинамическая, так и ядерная транспортные модели [13; 14] показывают, что направленный поток является многообещающей наблюдаемой возможного фазового перехода, особенно при низких энергиях пучка. Вторая гармоника v_2 – эллиптический поток. Положительные значения v_2 указывают на превышение рождения частиц в плоскости реакции. Эллиптический поток может предоставить информацию о градиентах давления в гидродинамическом описании, а также об уравнении состояния вещества, которое рождается на начальных этапах столкновения. Третья гармоника v_3 – треугольный поток, чувствителен к геометрическим флуктуациям нуклонов, возникающим от события к событию [15]. Как следствие v_3 в значительной степени не зависит от геометрии столкновения. Поэтому естественно выбрать и треугольный поток в качестве инструмента для исследования начальных условий и последующего коллективного расширения в ядерно-ядерных столкновениях. О методе измерения коэффициентов коллективных потоков в данной работе будет рассказано в следующем параграфе.

1.1. Метод 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) [16]. Угол плоскости события Ψ_n может быть получен, используя Q-вектора [12]:

$$Q_n \cos(n\Psi_n) = X_n = \sum_i \omega_i \cos(n\phi_i), \quad (2)$$

$$Q_n \sin(n\Psi_n) = Y_n = \sum_i \omega_i \sin(n\phi_i), \quad (3)$$

$$\Psi_n = \frac{1}{n} \arctan \frac{\sum_i \omega_i \sin(n\phi_i)}{\sum_i \omega_i \cos(n\phi_i)}. \quad (4)$$

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

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

$$\begin{aligned} \underbrace{\langle \cos[n(\phi - \Psi_n)] \rangle}_{v_n^{obs}} &= \langle \cos[n((\phi - \Psi_{RP}) - (\Psi_n - \Psi_{RP}))] \rangle = \\ &= \underbrace{\langle \cos[n(\phi - \Psi_{RP})] \rangle}_{v_n} \underbrace{\langle \cos[n(\Psi_n - \Psi_{RP})] \rangle}_{Res\{\Psi_n\}}. \end{aligned} \quad (5)$$

Для получения правой части уравнения 5 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 $Res\{\Psi_n\}$:

$$v_n = \frac{\cos[n(\phi - \Psi_n)]}{\langle \cos[n(\Psi_n - \Psi_{RP})] \rangle} = \frac{\cos[n(\phi - \Psi_n)]}{Res\{\Psi_n\}}. \quad (6)$$

Метод вычисления разрешения плоскости реакции описан в разделе 3.5.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ STAR

Одной из главных целей коллайдера релятивистских тяжёлых ионов (RHIC) является изучение материи, возникающей при столкновении тяжелых ионов. RHIC располагается в Брукхейвенской национальной лаборатории и представляет собой тоннель длиной 3.8 километра, в котором располагаются два кольца сверхпроводящих магнитов. Коллайдер способен работать с различными типами ядер (от протонов до урана) в широком диапазоне энергий. Максимальная энергия в системе центра масс для ионов золота равняется 200 ГэВ на нуклон, для протонов – 510 ГэВ. В четырех точках коллайдера находятся экспериментальные установки STAR, PHENIX, BRAHMS и PHOBOS. На сегодняшний день функционирует только STAR (Solenoidal Tracker At RHIC).

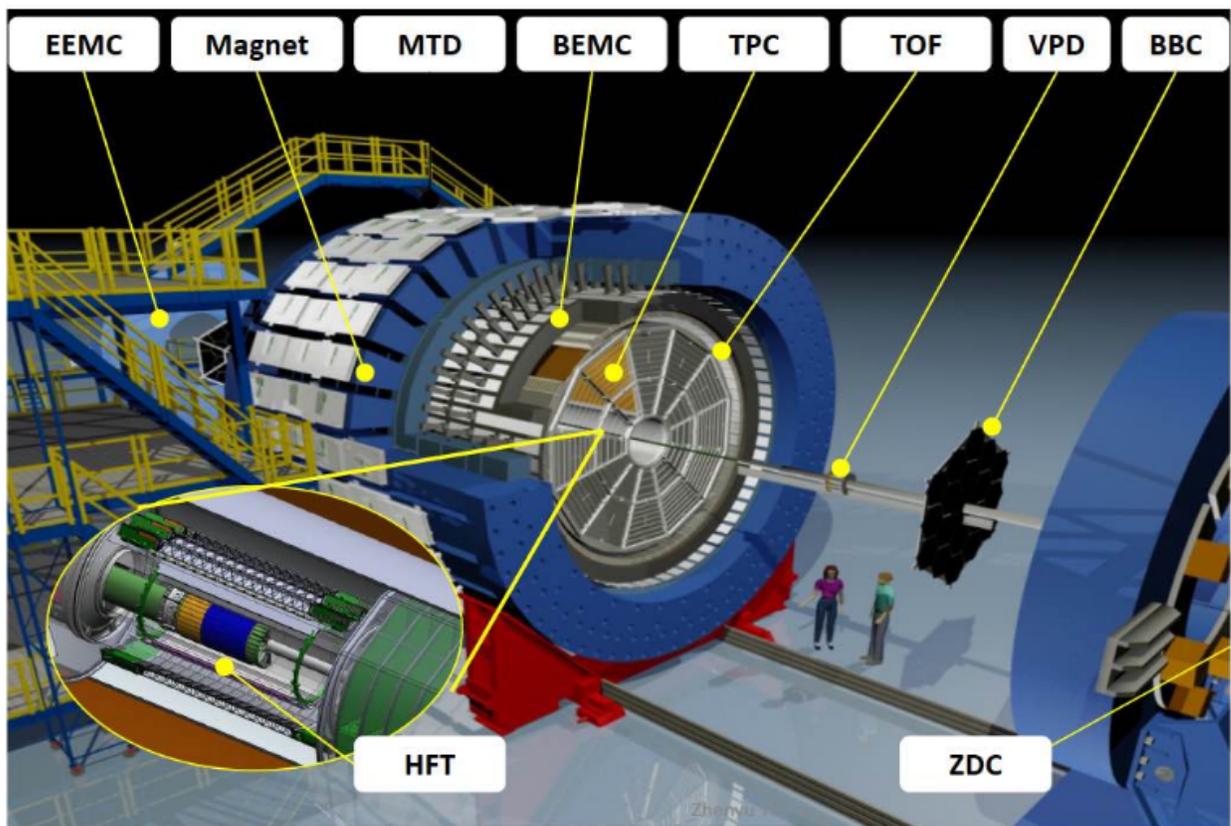


Рисунок 1 — Эксперимент STAR.

В эксперименте STAR исследуются свойства кварк-глюонной материи, которая возникает в месте столкновения ядер. Частицы, рождённые непосредственно в области взаимодействия двух ядер, называются первичными. 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. Эффективность регистрации частиц должна быть максимальной. Эксперимент состоит из нескольких типов детекторов, предназначенные для регистрации и идентификации частиц. Схематический вид эксперимента STAR показан на рисунке 1. Например, регистрация частиц вблизи точки взаимодействия осуществляется с помощью кремниевого трекера вершины (Silicon Vertex Tracker – SVT) [17]. Данный детектор позволяет определить первичную вершину и идентифицировать вторичные вершины, которые соответствуют резонансным частицам.

Калориметры нулевых углов ZDCs (Zero Degree Calorimeter) – два небольших адронных калориметра, расположенных с обеих сторон на расстоянии 18 метров от центра время-проекционной камеры TPC. ZDCs покрывают диапазон псевдобыстрот $|\eta| > 6$. Они предназначены для измерения энергии нейтральных частиц в конусе 2 мрад относительно направления пучка [18]. Сцинтилляционные детекторы BBCs (Beam-Beam Counter) представляют два модуля, расположенных по обеим сторонам время-проекционной камеры на расстоянии 7.4 метров от её центра. Каждый модуль BBC состоит из 18 внешних и 18 внутренних плит, состоящих из сцинтилляционных трубок [19]. Каждая трубка измеряет суммарный заряд, пропорциональный выделившейся энергии [20]. BBC охватывает интервал псевдобыстрот $2.2 < |\eta| < 5$. Детектор позиции вершины столкновения VPD (Vertex Position Detectors) установлен на расстоянии 5 метров также с двух сторон от точки столкновения. Каждый VPD содержит 19 детекторов, состоящих из слоёв не проводящего материала, свинца, пластикового сцинтиллятора и фотоумножителя

[21]. Диапазон псевдобыстрот, который покрывает VPD $4.25 < |\eta| < 5.1$. Эти детекторы в совокупности используются для минимального отбора событий при наборе данных.

Основные детекторы, использующееся для восстановления угла плоскости реакции и идентификации частиц в данной работе – это время-проекционная камера (TPC – Time Projection Chamber) и время-пролетная система (TOF – Time-of-Flight).

2.1. Время-проекционная камера TPC

Время-проекционная камера (TPC) - является основным детектором эксперимента STAR [22]. TPC используется для реконструкции треков, измерения импульса частицы и её ионизационных потерь, на основе которых проводят идентификацию частиц.

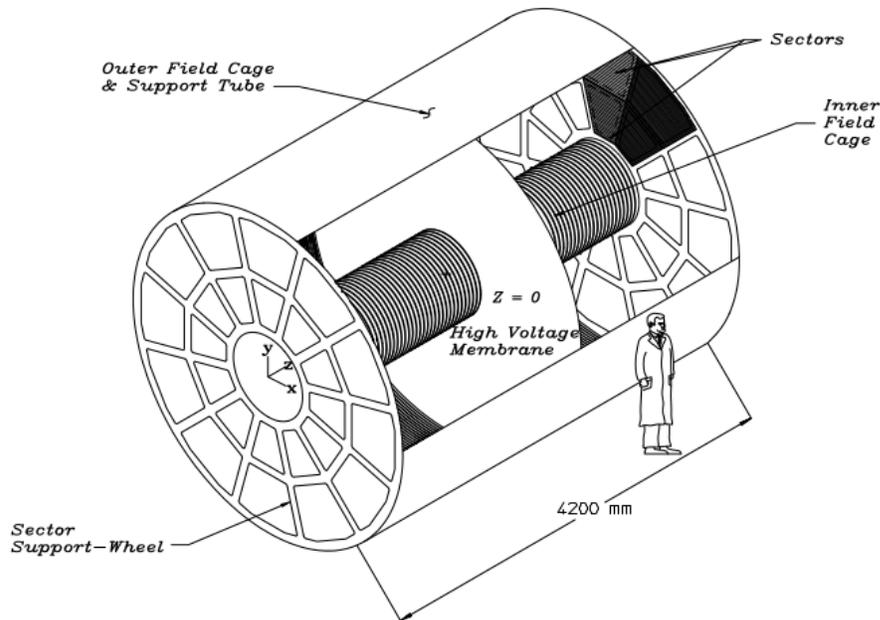


Рисунок 2 — Принципиальная схема время-проекционной камеры (TPC) установки STAR на RHIC.

Дрейфовая камера с внешним диаметром 4 метра располагается от 50 до 200 см

от оси пучка. Вдоль оси пучка детектор занимает пространство 4.2 м. Дрейфовая камера заполнена газом и имеет систему градиентных колец, с помощью которой в ней создается однородное электрическое поле. Для измерения импульса частицы она находится внутри магнитного поля с индукцией 0.5 Тл [23]. Объём камеры заполнен смесью метана и аргона в соотношении 1:9 под давлением на 2 мбар выше атмосферного [24]. При пролёте 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 псевдобыстрот $|\eta| < 1.8$ и весь диапазон по азимутальному углу $0 < \phi < 2\pi$. 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 .

2.2. Время-пролетная система ТОФ

Для увеличения возможности по регистрации частиц в детекторном комплексе STAR была проведена установка сегментированной системы времени пролета (ТОФ). Детектор ТОФ имеет цилиндрическую форму и окружает ТРС. Для идентификации частицы используется информация о времени пролёта, 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 7.

$$m^2 = p^2 \left[\frac{t_{flight}}{L_{track}c} - 1 \right], \quad (7)$$

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

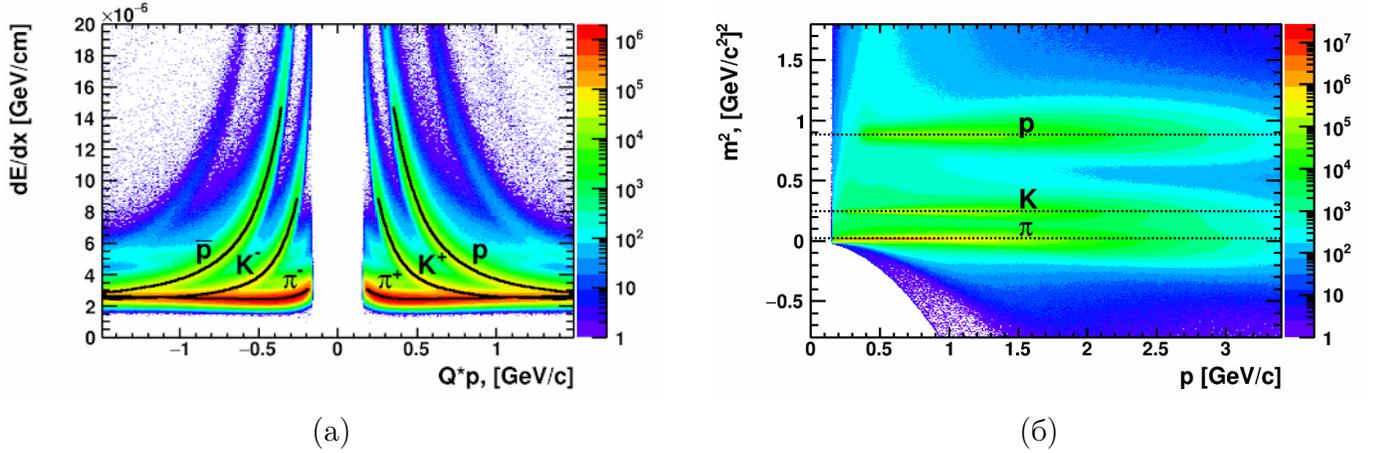


Рисунок 3 — Распределения разницы экспериментальных и теоретических ионизационных потерь в стандартных отклонениях (а) и квадрата массы (б) в зависимости от импульса.

В детекторном комплексе STAR система TOF создана на основе многоззорной камеры с резистивными пластинами (Multigap Resistive Plate Chamber) [25]. 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. Наличие время-пролетной системы позволяет проводить регистрацию частиц в более широком интервале импульсов, чем только с одной время-проекционной камерой.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ

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. События проходили минимальный отбор онлайн, что подразумевало наличие сигнала в детекторах ZDC, VPD и BBC. 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 берётся (0.0; -0.89) [26].

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]

Отбирались события с положением первичной вершины вдоль направления пучка в диапазонах, указанных в таблице 1. 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

камеры ТРС.

3.2. Отбор треков

Отбирались только первичные треки с псевдобыстротой в диапазоне $|\eta| < 1$ и азимутальным углом ϕ от 0 до 2π рад. Чтобы обеспечить отбор первичных треков, расстояние от реконструированного трека до первичной вершины ДСА требовалось меньше 2 см для вычисления коллективных потоков заряженных адронов и меньше 1 см при вычислении потоков идентифицированных частиц. Для обеспечения реконструкции импульса частицы с эффективностью более 80% исключались треки, имеющие меньше 15 кластеров ионизации N_{hits} в время-проекционной камере, по которым происходит реконструкция трека. Для исключения расщепления трека требуем, чтобы отношение количества точек ионизации, участвующих в реконструкции, к количеству возможных точек, которые относятся к данному треку, N_{hits}/N_{hits}^{poss} было больше 0.52.

При восстановлении угла плоскости события для вычисления коллективных потоков заряженных адронов использовались треки с поперечным импульсом в диапазоне от 0.2 до 2.0 ГэВ/с, для вычисления потоков идентифицированных адронов – от 0.15 до 5.0 ГэВ/с.

3.3. Идентификация частиц

В данной работе для измерения эллиптического v_2 и треугольного v_3 потоков отбирались долгоживущие частицы: пионы, каоны, протоны и антипротоны (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.

Отбирались треки, для которых разница экспериментальных и теоретических ионизационных потерь в стандартных отклонениях меньше 3σ и которые

Таблица 2 — Диапазоны квадрата массы

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

имеют сигнал в ТОФ. Отбор по квадрату массы частицы, проводился в следующих диапазонах, приведенных в таблице 2.

3.4. 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) [27; 28]. Распределение Ψ_n по всем событиям должно быть равномерным, если регистрируются все частицы в событии. Это означает, что среднее значение Q-вектора по всем событиям должно равняться нулю. Однако из-за неидеальности детектора среднее значение Q-векторов может смещаться на некоторую величину, что корректирует отцентровка:

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

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

$$\Psi_n^{Flattening} = \Psi_n^{Recent} + \Delta\Psi_n^{Recent}, \quad (9)$$

где

$$\Delta\Psi_n^{Recent} = \sum_i^{i_{max}} \frac{2}{i} (-\langle \sin(in\Psi_n) \rangle \cos(in\Psi_n) + \langle \cos(in\Psi_n) \rangle \sin(in\Psi_n)). \quad (10)$$

В формуле 10 n – номер гармоники, для которой применяется коррекция.

3.5. Вычисление разрешения плоскости реакции

Существуют различные методы вычисления разрешения плоскости события [27]. В данной работе используется метод двух подсобытий (2Sub-Event method). Идея состоит в том, чтобы искусственно разделить детектор ТРС на два независимых сегмента: TPC^{east} ($\eta < 0$) и TPC^{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 6 и $Res\{\Psi_n\}$ запишутся следующим образом:

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

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

где $\Psi_{n,\eta+}$ и $\Psi_{n,\eta-}$ – углы плоскости события, посчитанные для TPC^{west} и TPC^{east} соответственно, ϕ_{\pm} – азимутальный угол трека, восстановленного в TPC^{west} и TPC^{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 под-

событиях [29]. $\Delta\eta - gap$ позволяет исключить непотоковые эффекты такие, как резонансы, фемтоскопические корреляции и струи [30].

На рисунке 4 представлены разрешения плоскости реакции как функции центральности для разных энергий, вычисленные для время-проекционной камеры ТРС с $\Delta\eta - gap = 0.1$.

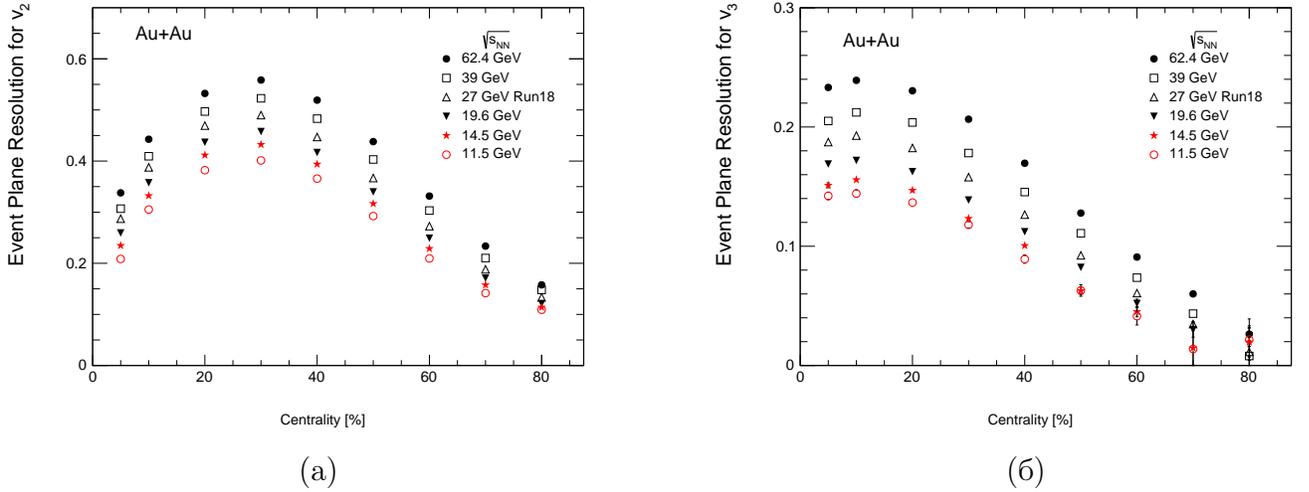


Рисунок 4 — Разрешение плоскости реакции как функция центральности для второй (а) и третьей (б) гармоник для разных энергий.

При вычислении потоков заряженных адронов разрешение плоскости реакции вычислялось с $\Delta\eta - gap = 0.15$. 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 [30]. 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.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Эллиптический и треугольный потоки заряженных адронов

На рисунке 5 представлен эллиптический и треугольный потоки заряженных адронов как функция поперечного импульса p_T при разных центральных для шести энергий столкновения.

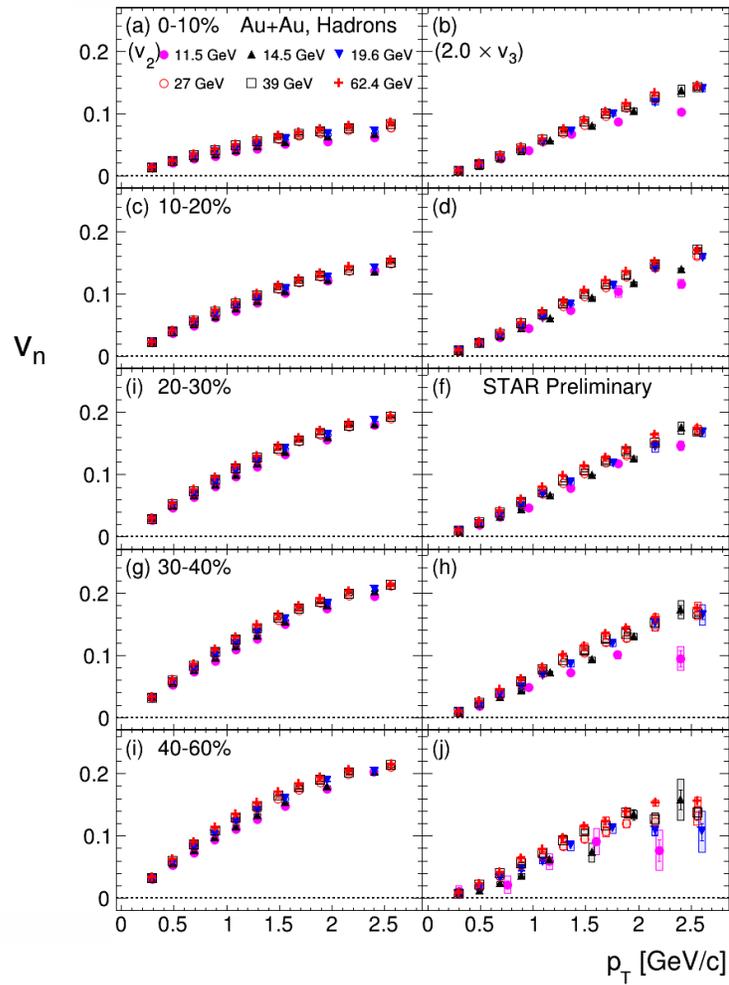


Рисунок 5 — Эллиптический (левый столбец) и треугольный (правый столбец) потоки заряженных адронов в зависимости от поперечного импульса p_T для разных энергий пучка для центральных 0–10% (а и б), 10–20% (а и б), 20–30% (с и d), 30–40% (г и h), 40–60% (и и j).

Значения v_3 умножены на 2.0 для для более удобного сравнения. Видно, что эллиптический поток увеличивается от центральных столкновений к периферическим, в то время как треугольный поток слабо зависит от центральности. Можно заметить, что при увеличении энергии столкновения значения v_2 и v_3 увеличиваются. На рисунке 6 представлен скейлинг эллиптического и треугольного потока на значение интегрированного по p_T потока. В результате данной процедуры все значения ложатся на одну кривую.

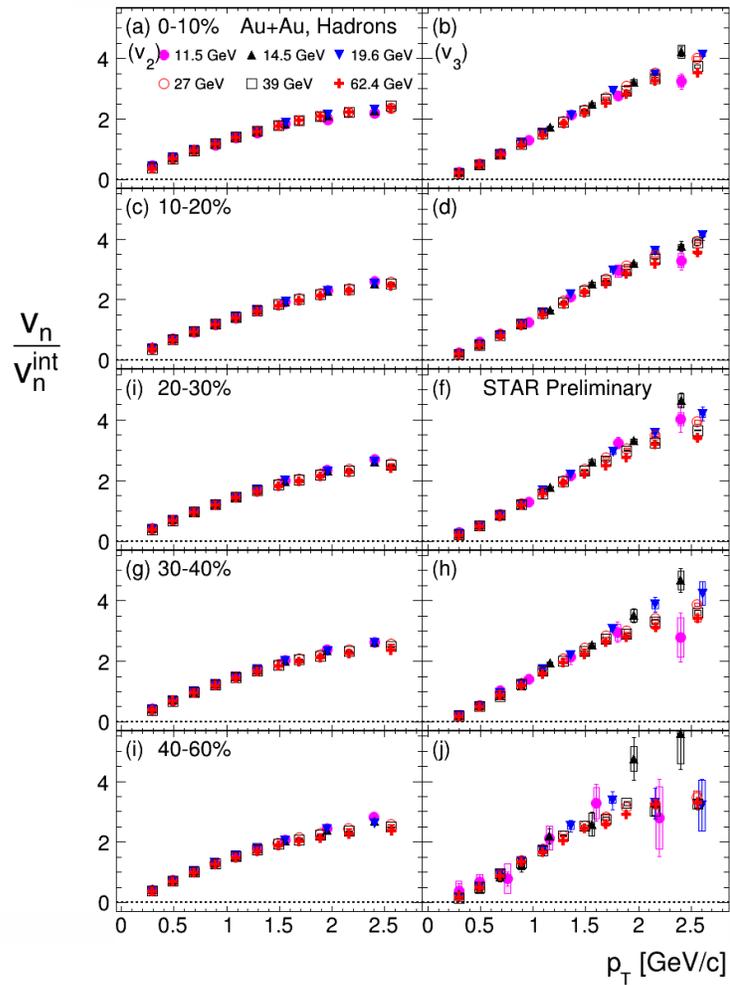


Рисунок 6 — Скейлинг на значение интегрированного по p_T потока эллиптического (левый столбец) и треугольного (правый) потоков заряженных адронов в зависимости от поперечного импульса p_T для разных энергий пучка для центральностей 0–10% (a и b), 10–20% (a и b), 20–30% (c и d), 30–40% (g и h), 40–60% (i и j).

Рассмотрим теперь эллиптический и треугольные потоки заряженных адронов как функции энергии столкновения на пару нуклонов $\sqrt{s_{NN}}$. Графики представленные на рисунке 7.

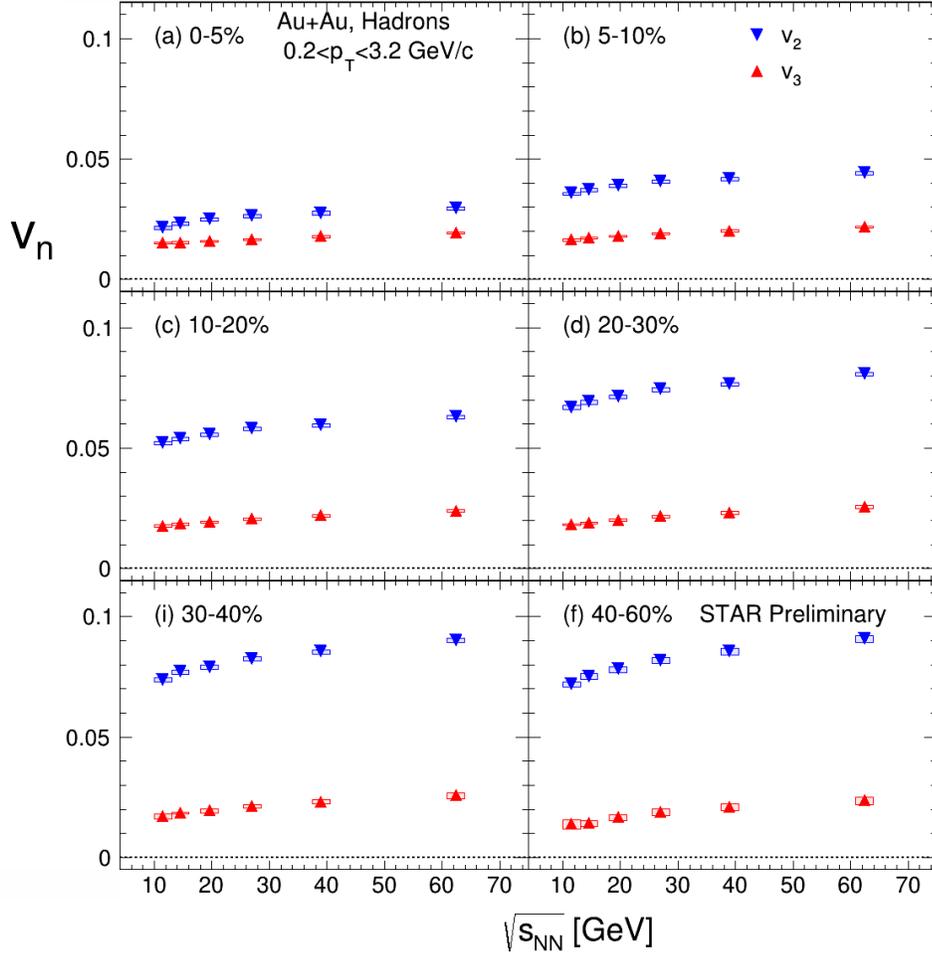


Рисунок 7 — Эллиптический (левый столбец) и треугольный (правый столбец) потоки заряженных адронов в зависимости от энергии столкновения $\sqrt{s_{NN}}$ для центральностей 0–5% (a), 5–10% (b), 10–20% (c), 20–30% (d), 30–40% (e) и 40–60% (f).

Значения потока вычислялись в диапазоне поперечных импульсов от 0.2 до 3.2 ГэВ/с. Из данных графиков видно, что поведения эллиптического и треугольного потоков схожи, значения увеличиваются при увеличении энергии столкновения.

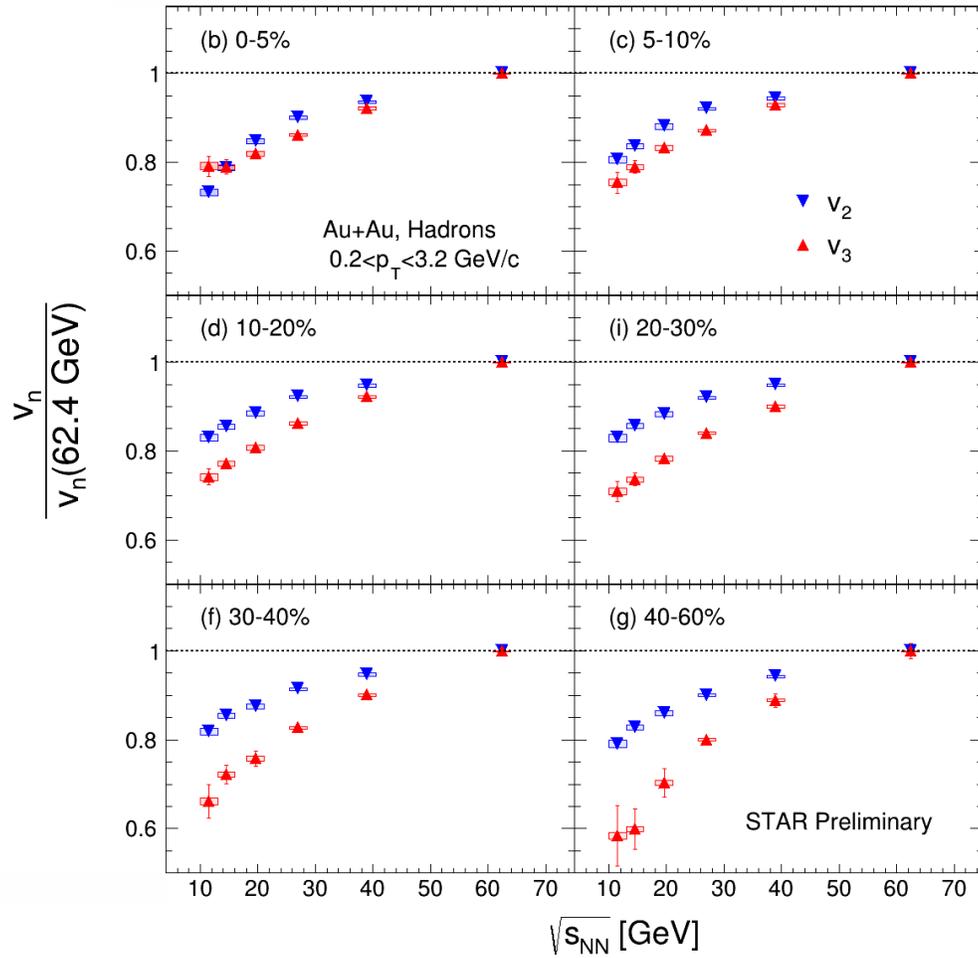


Рисунок 8 — Скейлинг на значение потока при энергии столкновения 62.4 ГэВ эллиптического (левый столбец) и треугольного (правый столбец) потоков заряженных адронов в зависимости от энергии столкновения $\sqrt{s_{NN}}$ для центральностей 0-5% (a), 5–10% (b), 10–20% (c), 20–30% (d), 30–40% (i) и 40–60% (f).

На рисунке 8 показан скейлинг потоков как функции $\sqrt{s_{NN}}$ на значение потока при 62.4 ГэВ на пару нуклонов. Из данных графиков также видно, что значение потоков увеличивается с увеличением энергии столкновения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изучались коллективные потоки заряженных адронов и идентифицированных частиц и скейлинг полученных значений потоков в столкновениях ядер золота при энергиях программы сканирования BES-I эксперимента STAR (RHIC).

Измерены эллиптический v_2 и треугольный v_3 потоки заряженных адронов. Значения v_2 и v_3 заряженных адронов представлены как функции поперечного импульса p_T и энергии столкновения $\sqrt{s_{NN}}$ для нескольких значений центральности. Из графиков видно, что эллиптический поток зависит от центральности сильнее чем треугольный. Так же значения потоков увеличиваются с увеличением энергии. К значениям потока как функции p_T применён скейлинг на интегрированное по p_T значение потока. В результате данного преобразования все значения расположились на одной кривой. Скейлинг на величину потока при 62.4 ГэВ применён к значениям потока как функции $\sqrt{s_{NN}}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fermi E. High Energy Nuclear Events // Progress of Theoretical Physics. — 1950. — Vol. 5. — P. 570–583.
2. Ландау Л.Д. О множественном образовании частиц при столкновениях быстрых частиц // Известия АН СССР. Серия физическая. — 1953. — т. 17. — с. 51.
3. Polyakov A. String representations and hidden symmetries for gauge fields // Physics Letters B. — 1979. — Vol. 82. — P. 247–250.
4. Susskind L. Lattice models of quark confinement at high temperature // Phys. Rev. D. — 1979. — Vol. 20. — P. 2610–2618.
5. Engels J. [et al.]. Gauge field thermodynamics for the SU(2) Yang-Mills system // Nuclear Physics B. — 1982. — Vol. 205. — P. 545–577.
6. Dremin I. M., Leonidov A. V. The quark - gluon medium // Usp. Fiz. Nauk. — 2010. — Vol. 180. — P. 1167–1196.
7. Barrette J. [et al.]. Energy and charged particle flow in 10.8A GeV/c Au+Au collisions // Physical Review C. — 1997. — Vol. 55. — P. 1420–1430.
8. Pinkenburg C. [et al.]. Elliptic Flow: Transition from Out-of-Plane to In-Plane Emission in Au+Au Collisions // Physical Review Letters. — 1999. — Vol. 83. — P. 1295–1298.
9. Appelshäuser H. [et al.]. Directed and Elliptic Flow in 158 GeV/Nucleon *Pb* + *Pb* Collisions // Physical Review Letters. — 1998. — Vol. 80. — P. 4136–4140.
10. Poskanzer A. [et al.]. Centrality dependence of directed and elliptic flow at the SPS // Nuclear Physics A. — 1999. — Vol. 661. — P. 341–344.

11. Ackermann K. H. [et al.]. Elliptic Flow in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130\text{GeV}$ // *Physical Review Letters*. — 2001. — Vol. 86. — P. 402–407.
12. Voloshin S., Zhang Y. Flow study in relativistic nuclear collisions by Fourier expansion of azimuthal particle distributions // *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*. — 1996. — Vol. 70. — P. 665–671.
13. Bass S. Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions // *Progress in Particle and Nuclear Physics*. — 1998. — Vol. 41. — P. 255–369.
14. Heinz U. Early Collective Expansion: Relativistic Hydrodynamics and the Transport Properties of QCD Matter // *Landolt-Börnstein - Group I Elementary Particles, Nuclei and Atoms*. — 2010. — P. 240–292.
15. Alver B., Roland G. Collision-geometry fluctuations and triangular flow in heavy-ion collisions // *Physical Review C*. — 2010. — Vol. 81. — P. 054905.
16. Voloshin S. A., Poskanzer A. M., Snellings R. Collective phenomena in non-central nuclear collisions. — 2008. — arXiv: 0809.2949 [nucl-ex].
17. Bellwied R. [et al.]. The STAR Silicon Vertex Tracker: A large area Silicon Drift Detector // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2003. — Vol. 499. — P. 640–651.
18. Adler C. [et al.]. The RHIC zero degree calorimeters // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2001. — Vol. 470. — P. 488–499.
19. Judd E. [et al.]. The evolution of the STAR Trigger System // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2018. — Vol. 902. — P. 228–237.

20. Bland L. C. STAR results from polarized proton collisions at RHIC // 10th International Workshop on High-Energy Spin Physics (SPIN 03). — 2004. — arXiv: hep-ex/0403012.
21. Llope W. J. [et al.]. The STAR Vertex Position Detector // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2014. — Vol. 759. — P. 23–28. — arXiv: 1403.6855 [physics.ins-det].
22. Ackermann K. [et al.]. STAR detector overview // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 499. — P. 624–632.
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. — Vol. 499. — P. 659–678.
24. Bergsma F. [et al.]. The STAR detector magnet subsystem // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 499. — P. 633–639.
25. Kotchenda L. [et al.]. STAR TPC gas system // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 499. — P. 703–712.
26. Adamczyk L. [et al.]. Centrality dependence of identified particle elliptic flow in relativistic heavy ion collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7\text{--}62.4$ GeV // Physical Review C. — 2016. — Vol. 93.

27. Poskanzer A. M., Voloshin S. A. Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions // *Physical Review C*. — 1998. — Vol. 58. — P. 1671–1678.
28. Selyuzhenkov I., Voloshin S. Effects of nonuniform acceptance in anisotropic flow measurements // *Physical Review C*. — 2008. — Vol. 77.
29. Korotkikh V. [et al.]. Elliptic flow of particles in heavy-ion collisions and possibility of its observation at the LHC energies. // *Physics of Atomic Nuclei*. — 2008. — Vol. 71. — P. 2142–2151.
30. Adamczyk L. [et al.]. Elliptic flow of identified hadrons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7\text{--}62.4$ GeV // *Physical Review C*. — 2013. — Vol. 88.