

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

ВОРОНЮК
Вадим Владимирович

**АНАЛИЗ КОЛЛЕКТИВНЫХ ЭФФЕКТОВ,
ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ
ИОНОВ, В МОДЕЛИ RHSD И ВОЗМОЖНОСТЬ ИХ
ИССЛЕДОВАНИЯ НА ПРОЕКТИРУЕМОЙ УСТАНОВКЕ
MPD/NICA**

Специальность 01.04.16 — физика атомного ядра,
и элементарных частиц

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Дубна — 2015

Работа выполнена в Лаборатории физики высоких энергий имени В.И. Векслера и А.М. Балдина Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук
Рогачевский О.В.

Официальные оппоненты: **Лохтин Игорь Петрович**,
доктор физико-математических наук,
НИИЯФ, МГУ, г.Москва,
ведущий научный сотрудник
Бердников Ярослав Александрович,
доктор физико-математических наук, профессор,
СПбГПУ, г.Санкт-Петербург,
заведующий кафедрой экспериментальной ядерной
физики

Ведущая организация: Петербургский институт ядерной физики имени
Б.П. Константинова (ПИЯФ).

Защита состоится “___” _____ 2015 г. в ___ часов на заседании диссертационного совета Д 720.001.02 при Лаборатории физики высоких энергий имени В.И.Векслера и А.М.Балдина в Объединенном институте ядерных исследований, г.Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного института ядерных исследований или на сайте http://wwwinfo.jinr.ru/announce_disser.htm.

Автореферат разослан “___” _____ 2015 года.

Ученый секретарь диссертационного
совета Д 720.001.02, к.ф.-м.н.

Арефьев
Валентин Александрович

Общая характеристика диссертации

Актуальность темы.

Природа конфайнмента и динамика фазового перехода в столкновениях тяжелых ионов обсуждается научным сообществом на протяжении нескольких десятилетий. Эти вопросы остаются открытыми и по сегодняшний день. Ранние концепции кварк-глюонной плазмы базировались на слабо взаимодействующем состоянии партонов, которое можно описать с помощью пертурбативной КХД. Однако, открытие коллективных свойств материи (азимутальной анизотропии) на коллайдере RHIC показало, что в столкновениях тяжелых ионов рождается новая среда. Эта новая среда демонстрирует свойства сильно взаимодействующей жидкости, а не идеального газа, как это предполагалось ранее.

В настоящее время интенсивно исследуются свойства этого вещества в присутствии сильного магнитного поля. Так, наличие сильного магнитного поля может приводить к изменению характера фазового перехода, к нарушению пространственной четности, изменять основное состояние вакуума.

Фундаментальным свойством неабелевой калибровочной теории является существование нетривиальных топологических конфигураций КХД вакуума. Взаимодействие топологических конфигураций с (киральными) кварками проявляется в локальном дисбалансе киральности. Такая киральная асимметрия при взаимодействии с сильным магнитным полем индуцирует ток электрического заряда вдоль направления магнитного поля [1]. Таким образом, сильное магнитное поле может преобразовывать флуктуации топологического заряда в вакууме КХД в глобальное разделение электрических зарядов по отношению к плоскости реакции, и может непосредственно наблюдаться в столкновениях тяжелых ионов. Этот эффект локального нарушения четности в сильных взаимодействиях получил название “Киральный Магнитный Эффект” (англ. “Chiral Magnetic Effect”, CME) и подтверждается недавними расчетами КХД на решетке. Действительно, в упрощенных моделях было показано [1, 2], что электромагнитные поля требуемой напряженности могут создаваться заряженными спектаторами в релятивистских периферических столкновениях тяжелых ионов.

Первое экспериментальное указание CME, на основе зарядовой азимутальной асимметрии, было получено коллаборацией STAR на RHIC при энергии в системе центра масс $\sqrt{s_{NN}} = 200$ и 62 ГэВ и качественно подтверждается коллаборацией PHENIX. В последнее время эти измерения были расширены вниз к $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ ГэВ в рамках программы сканирования по энергии на RHIC, а также были объявлены предварительные результаты для максимальной доступной энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ для коллайдера LHC. На первый взгляд, экспериментальные результаты качественно соответствуют теоретическим предсказаниям

для локального нарушения четности. Тем не менее, до сих пор нет единой интерпретации наблюдаемого эффекта, при этом наблюдаемые корреляции идут вразрез с ожиданием от СМЕ [3]. Используемые в экспериментальных работах фоновые модели не могут описать наблюдаемый сигнал, также полностью не исключены альтернативные механизмы приводящие к подобному эффекту. При этом азимутальные угловые корреляции тесно связаны с потоками. Образованные на ранних стадиях столкновения, последние могут вносить существенный вклад в корреляции при отсутствии эффектов связанных с локальным нарушением четности.

Сопровождающие экспериментальные работы оценки адронного динамического фона связаны только со статистическими (адронными) флуктуациями и не связаны с электромагнитным полем вообще. Следует отметить, что максимальная напряженность магнитного поля, возникающего в $Au + Au$ столкновении при энергии в системе центра масс $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и прицельным параметром $b = 10$ фм, достигается в центре области перекрытия и принимает очень высокое значение $eB_y \sim 5 m_\pi^2$ в течении времени $t \sim 0.2$ фм/с. Напомним, что в этой шкале $m_\pi^2 \sim 10^{18}$ Гс и то, что невозможно создать в лаборатории устойчивые поля сильнее чем $4.5 \cdot 10^5$ Гс, так как магнитное давление таких полей превышает предел прочности земных материалов. При этом, как отмечается в работе [4], флуктуации электромагнитного поля в отдельных событиях (в нецентральных столкновениях тяжелых ионов) могут быть существенными.

Изучение кирального магнитного эффекта и коллективных потоков является одной из тем физической программы проектируемого в ОИЯИ (Дубна) многоцелевого детектора MPD планируемого ускорительного комплекса NICA для ион-ионных столкновений при энергии в системе центра масс $\sqrt{s_{NN}} = 4 \div 11$ ГэВ. Ожидается, что именно в этой области энергий находится точка фазового перехода адронного вещества в кварк-глюонную плазму. Большая светимость позволит прецизионно изучать эффекты связанные с локальным нарушением четности в сильных взаимодействиях, также как и коллективные потоки, чувствительные к состоянию системы на ранней стадии столкновения.

Целью данной работы является изучение электромагнитных полей, возникающих в ион-ионных столкновениях, их влияния на наблюдаемые; изучение потоковых коэффициентов и азимутальных угловых корреляций (фона для кирального магнитного эффекта) в присутствии самосогласованного электромагнитного поля и/или партонной фазы в транспортной модели HSD/PHSD; а также моделирование и физический анализ этих явлений на проектируемой детекторной установке MPD комплекса NICA.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Расширена компьютерная транспортная модель HSD/PHSD для самосогласованного учета электромагнитного поля.
2. Выполнено исследование свойств электромагнитного поля в столкновениях тяжелых ионов.
3. Проведено изучение влияния электромагнитного поля, возникающего в столкновениях тяжелых ионов, на наблюдаемые (потoki и азимутальные угловые корреляции).
4. Выполнен анализ азимутальных угловых зарядовых корреляций (фона для кирального магнитного эффекта).
5. На основе Монте-Карло анализа, показана возможность изучения потоков и азимутальных угловых корреляций на установке MPD комплекса NICA.

Научная новизна:

1. Впервые в код транспортной модели был включен самосогласованный расчет электромагнитного поля, генерируемого как адронами, так и партонами, с учетом обратного влияния поля на движение частиц.
2. Впервые исследовалась конфигурация и характеристики самосогласованного электромагнитного поля, возникающего в столкновениях тяжелых ионов.
3. Было выполнено оригинальное исследование влияния самосогласованного электромагнитного поля на наблюдаемые потоки и азимутальные угловые корреляции.

Практическая значимость Полученные результаты расширяют наши знания о столкновениях тяжелых ионов. Впервые наиболее полно исследовано электромагнитное поле, создаваемое сталкивающимися ядрами.

Полученные результаты можно использовать в качестве ограничения и фона для существующих моделей локального нарушения четности в сильных взаимодействиях. Разработанный код, в рамках транспортной модели HSD/PHSD, позволяет дальнейшее изучение эффектов связанных с откликом среды на сильное магнитное поле.

На основе моделирования детектора MPD комплекса NICA, показана возможность изучения потоков и зарядовых азимутальных угловых корреляций на установке. Данные результаты важны для дальнейшего развития эксперимента MPD (ОИЯИ, Дубна).

Апробация работы. Основные результаты работы неоднократно обсуждались на совещаниях коллаборации MPD, на научных семинарах: в Лаборатории физики высоких энергий ОИЯИ, НИИЯФ МГУ, Франкфуртском университете (секция “Transport theory”), а также докладывались на международных конференциях: “*International Conference on Strangeness in Quark Matter*” (SQM 2011), “*28th Max Born Symposium and HIC for FAIR Workshop: Three Days on Quarkyonic Island*”, “*International Workshop on Hot and Cold Baryonic Matter*” (HCBM 2010).

Личный вклад. Автор внес существенный вклад в разработку и оптимизацию транспортной модели HSD/PHSD. Вклад автора является определяющим в исследовании электромагнитных полей возникающих в столкновениях тяжелых ионов, в оценке влияния этих полей на наблюдаемые, и в анализе наблюдаемых связанных с СМЕ. Применение методов физического анализа для детекторной установки MPD выполнено исключительно автором.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 16 печатных изданиях, 8 из которых изданы в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК, 8 — в тезисах докладов.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и приложения. Полный объем диссертации 142 страницы текста с 70 рисунками и 3 таблицами. Список литературы содержит 181 наименование. В начале каждой главы формулируется рассматриваемая в ней проблематика, в конце — приводятся основные результаты.

Содержание диссертации

Во Введении обсуждаются цель и актуальность проводимых исследований, представлен краткий обзор по теме диссертации.

В первой главе дается описание основных компонент используемой в расчетах микроскопической ковариантной транспортной партон-адрон-струнной динамической модели PHSD. Отличительной особенностью этой модели является использование обобщенных транспортных уравнений на основе немассовых уравнений Каданова–Бейма для функций Грина в представлении Вигнера (в первом порядке градиентного разложения, за пределами квазичастичного приближения).

В первом разделе приводится краткий обзор квантовой теории для описания неравновесных многочастичных систем, дается вывод обобщенных транспортных уравнений и их приближенного решения в представлении тестовых частиц.

Во втором разделе приводится явный вид уравнений движения для фермионов, реализованных в коде модели.

В третьем разделе кратко излагается динамическая модель квазичастиц (DQPM) используемая для описания партонной фазы, как альтернативная процедура для расчета “одетых” пропагаторов в непертурбативных рамках с помощью подгонки трех параметров к результатам решеточной КХД.

В четвертом разделе рассматривается процесс динамической адронизации. Здесь представлены основные уравнения для перехода от партонных в адроны и наоборот. В модели PHSD реализован фазовый переход типа кроссовер с критической плотностью энергии $\varepsilon_c = 0.5 \text{ ГэВ/фм}^3$.

Вторая глава посвящена исследованию электромагнитных полей возникающих при столкновениях тяжелых ионов и влиянию этих полей на движение частиц.

В первом разделе рассматривается геометрия столкновения и происхождение полей. Разумным приближением для расчета электрического и магнитного поля являются запаздывающие потенциалы Лиенара–Вихерта. Таким образом,

$$e \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \alpha \sum_n Z_n \frac{[\mathbf{R}_n - R_n \mathbf{v}_n]}{(R_n - \mathbf{R}_n \cdot \mathbf{v}_n)^3} (1 - v_n^2),$$

$$e \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \alpha \sum_n Z_n \frac{\mathbf{v}_n \times \mathbf{R}_n}{(R_n - \mathbf{R}_n \cdot \mathbf{v}_n)^3} (1 - v_n^2),$$

где $\mathbf{R}_n = \mathbf{r} - \mathbf{r}_n$ – относительное расстояние от зарядов, находящихся в точках \mathbf{r}_n и движущихся с соответствующими скоростями \mathbf{v}_n , суммирование ведется по всем заряженным квазичастицам в системе (и спектаторам, и участникам столкновения), Z_n заряд квазичастицы, и $\alpha = e^2/4\pi = 1/137$ электромагнитная постоянная. Явным включением *участников* (частиц участвующих в столкновении), рожденных во время столкновения тяжелых ионов, и движением их под действием запаздывающего электромагнитного поля, мы учитываем обратную реакцию частиц на это поле. Учитывая время запаздывания $t_n = t - |\mathbf{r} - \mathbf{r}_n|$, мы исключаем частицы не существовавшие на момент излучения.

В разделе два рассмотрена пространственно-временная конфигурация магнитного поля. Для случай $AuAu$ столкновения при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ ГэВ}$ показано, что наиболее интенсивное магнитное поле, направленное перпендикулярно к плоскости реакции, образуется при прохождении Лоренц-сжатых ядер друг сквозь друга. Максимальная напряженность магнитного поля здесь достигает очень высоких значений, $eB_y/m_\pi^2 \sim 5$. Эта максимальная величина магнитного поля создается преимущественно спектаторами. Полученные результаты (рис. 1) сопоставляются с упрощенной оценкой сделанной в работе [1].

В разделе три исследуется пространственная взаимосвязь между величиной магнитного поля и плотностью энергии ε образующимися в столкновении. Показано, что расположение максимумов напряженности поля eB_y и плотности

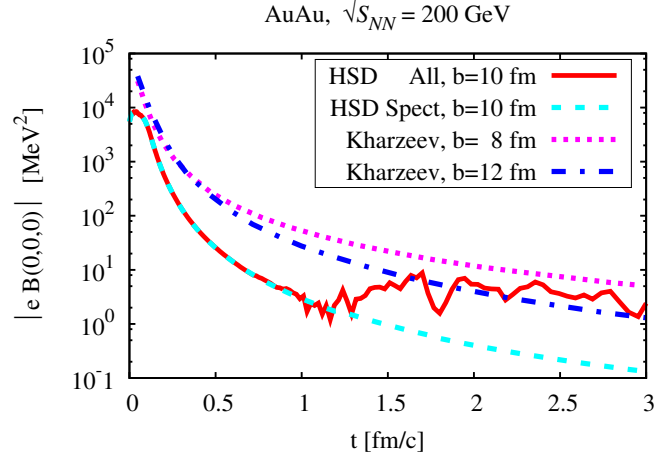


Рис. 1: Результат расчета магнитного поля $e|B|$ в модели HSD в центре области перекрытия для $AuAu$ столкновения при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Пунктирная и штрих-пунктирная линии отвечают, соответственно, прицельным параметрам $b = 8$ и 12 фм из работы [1].

энергии ε хорошо коррелируют друг с другом (рис. 2). Таким образом, ожидая, что для плотности энергии $\varepsilon \gtrsim 0.5$ ГэВ/фм³ система находится в фазе деконфайнмента, реализуется необходимое условие для кирального магнитного эффекта.

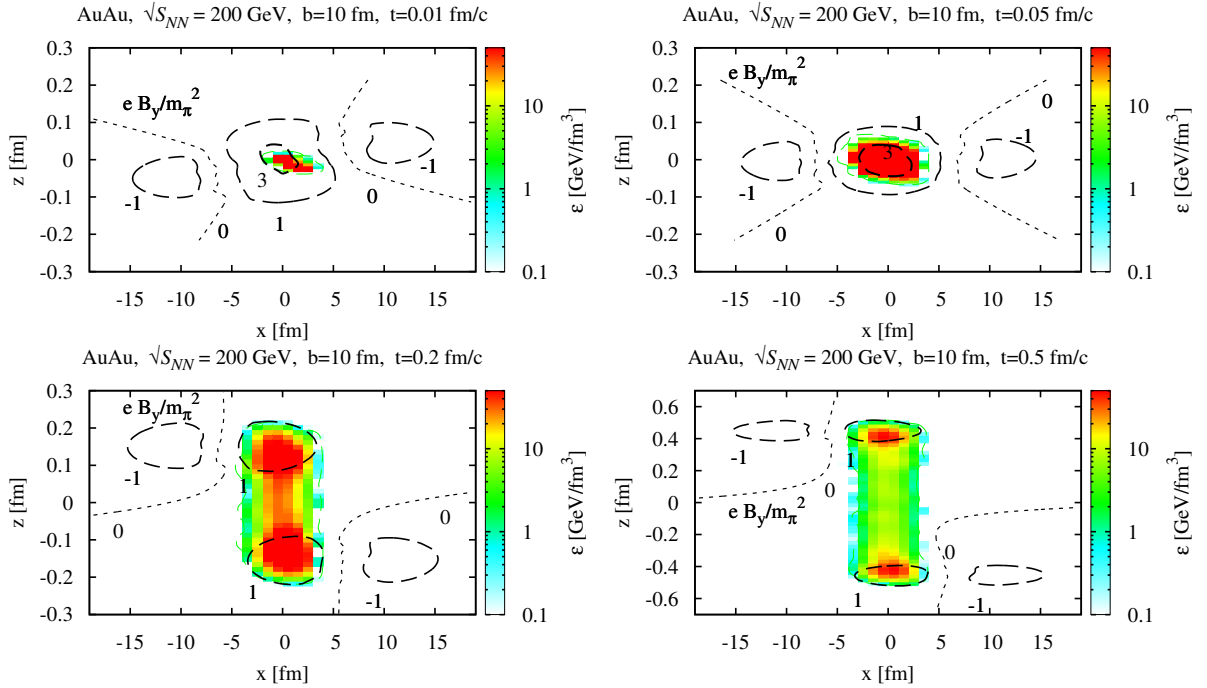


Рис. 2: Пространственная взаимосвязь между величиной магнитного поля и плотностью энергии для $AuAu$ столкновения при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и прицельным параметром $b = 10$ фм. Уровни магнитного поля показаны пунктирной линией, в то время как плотность энергии показана цветом.

В четвертом разделе показана пространственно-временная эволюция электрического поля. В отличие от распределения eB_y распределение $eE_{x,y}$ в плоскости $(x - z)$ имеет минимум в центре области перекрытия в связи с полевой структурой в виде “ежа” для изолированного электрического заряда. Максимальная напряженность электрического поля меньше на фактор около 5, чем магнитное поле.

В разделах пять и шесть исследуется зависимость напряженности полей от параметров столкновения. Электромагнитное поле лишь умеренно (в пределах фактора ~ 5) изменяется с прицельным параметром и энергией столкновения (при $\sqrt{s_{NN}} \approx 60-200$ ГэВ) и сильно подавляется для $t \gtrsim 0.2$ фм/с. Масштаб изменения плотности энергии гораздо больше $\varepsilon > 0.5$ ГэВ/фм³, но до времен нескольких фм/с и тем самым не мешает образованию кварк-глюонной плазмы. Для энергии в области NICA, показано, что максимальное значение среднего поля, действующего на положительно заряженные, движущиеся вперед мезоны, составляет около $0.13m_\pi^2$, что примерно на порядок ниже, чем при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Это все еще довольно сильное поле и длится оно примерно в 20 раз дольше, чем при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.

В разделе семь исследуется отклонение электромагнитного поля от среднего из-за флуктуаций положения спектаторных протонов. Флуктуации в их положении приводят к заметным флуктуациям напряженности электромагнитного поля. Тем не менее, ширина флуктуаций не так велика, как ожидалось в упрощенной оценке [4] и ее влияние на наблюдаемые незначительно.

Раздел восемь посвящен изучению влияния полей на движение частиц. Для этого нами исследуется приращение импульса $\Delta \mathbf{p}$ в виде суммы средних приращений импульсов квазичастиц

$$\Delta \mathbf{p}(t) = \sum_{t_i}^t \langle \delta \mathbf{p}(t_i) \rangle, \quad \delta \mathbf{p}(t_i) = \mathbf{F}_{em}(t_i) \delta t, \quad (1)$$

из-за действия электромагнитных и партонных сил в течении короткого промежутка времени δt . Мы выяснили, что запаздывающее интенсивное электромагнитное поле, созданное в ядро-ядерных столкновениях, не на столько сильно влияет на движение частиц, как это ожидалось. Причиной является не короткое время взаимодействия, когда электромагнитное поле максимально, но компенсация взаимного действия поперечных электрических и магнитных компонент, что продемонстрировано на рис. 3. Аналогично рассмотрены партонные силы, векторная часть этих сил практически полностью компенсируется, оставляя значимой скалярную часть. На ранних стадиях столкновения, когда электромагнитное поле максимально, влияние электромагнитной силы на кварки и мезоны сравнимо с влиянием скалярного потенциала на партоны. Как дополни-

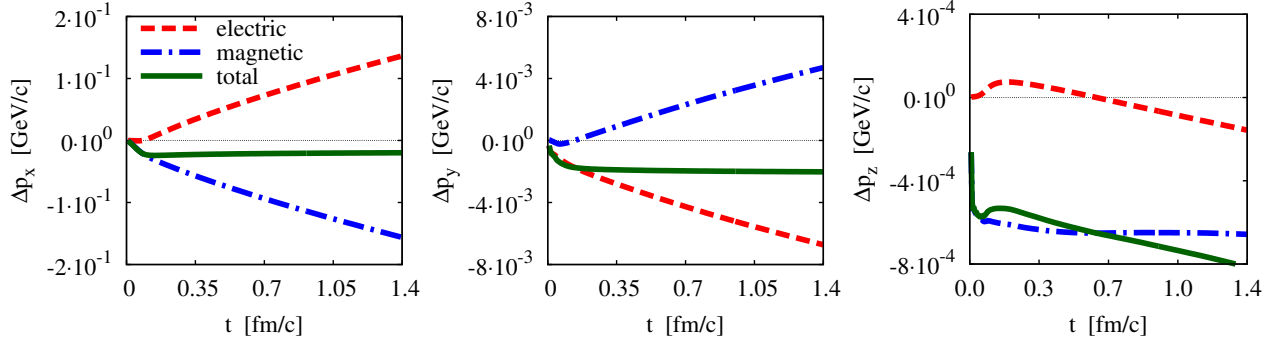


Рис. 3: Зависимость от времени приращения импульса Δp для вперед-летающих положительно заряженных мезонов рожденных в $AuAu$ столкновении при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и прицельным параметром $b = 10$ фм в HSD модели.

тельная проверка, рассматривается формирование поля диполя или квадруполя в ходе ядро-ядерного столкновения. Влияние электромагнитного поля здесь снова незначительно.

В третьей главе представлены модельные расчеты для наблюдаемых, выполненные в моделях HSD и PHSD.

В первом разделе проводится сравнение глобальных наблюдаемых вычисленных в адронной (HSD) и партон-адронной (PHSD) моделях. Подробно рассматриваются спектры (по псевдобыстроте и поперечной массе) и коллективные потоки (v_1 , v_2 , v_3 и v_4). Рассчитанные величины сравниваются с экспериментальными данными и другими моделями. Спектры и анизотропные потоки разумно описываются PHSD моделью в широком диапазоне энергий, естественно объединяя адронные процессы при низких энергиях столкновения с ультррелятивистскими столкновениями, где кварк-глюонная степень свободы становится доминирующей. В конце раздела показано отсутствие значимого влияния электромагнитного поля на эти наблюдаемые.

В разделе два исследуются наблюдаемые, связанные с киральным магнитным эффектом. В качестве возможного сигнала CP нарушения в столкновениях релятивистских тяжелых ионов, в работе [5] было предложено измерять двухчастичные угловые корреляции:

$$\begin{aligned}
 \gamma_{ij} &\equiv \langle \cos(\phi_i + \phi_j - 2\Psi_{RP}) \rangle \\
 &= \langle \cos(\phi_i - \Psi_{RP}) \cos(\phi_j - \Psi_{RP}) \rangle \\
 &\quad - \langle \sin(\phi_i - \Psi_{RP}) \sin(\phi_j - \Psi_{RP}) \rangle,
 \end{aligned} \tag{2}$$

где индексы у γ_{ij} представляют знак электрических зарядов: $+$ и $-$. Косинус-косинус и синус-синус слагаемые в уравнении (2) соответствуют проекциям γ_{ij} на направления *в-плоскости* и *вне-плоскости* реакции. Рассчитанный адронный (HSD) и партонный (PHSD) фон сравнивается с данными программы сканиро-

вания по энергии на STAR. Результаты расчетов в HSD модели показаны на рис. 4. Модель хорошо описывает экспериментальные данные при умеренных

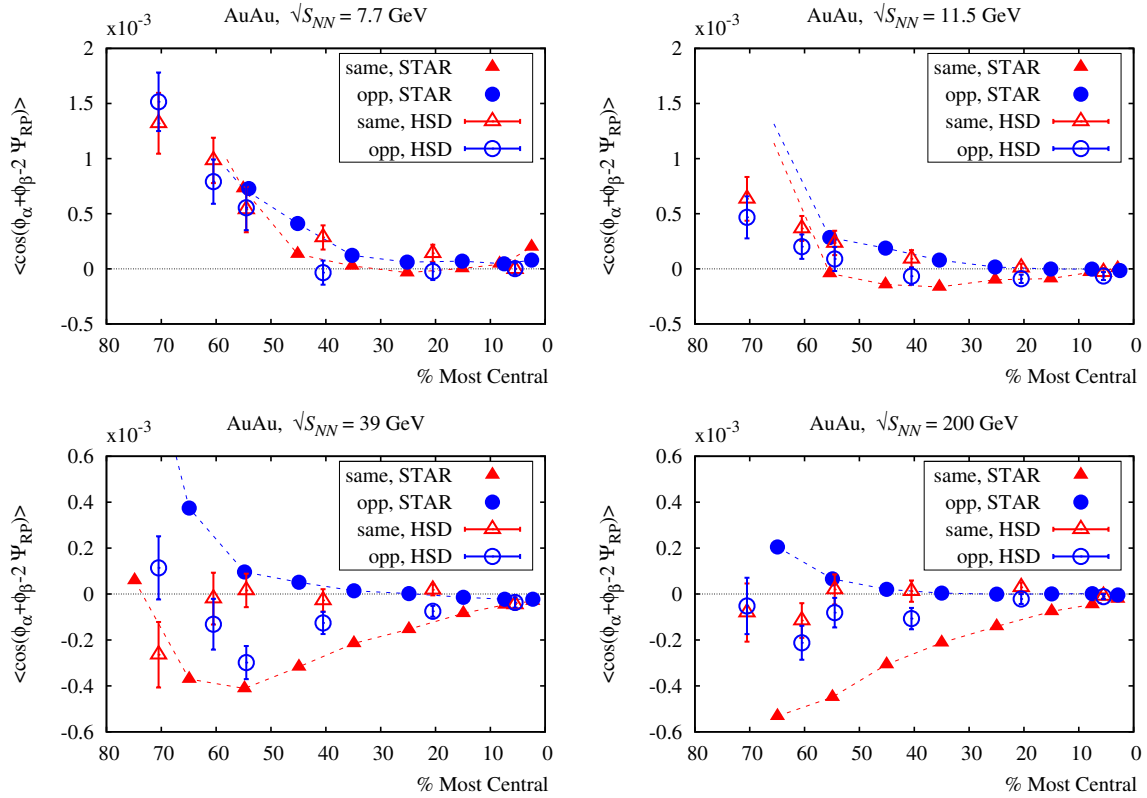


Рис. 4: Азимутальные угловые корреляции одноименно и разноименно заряженных пионов в $AuAu$ столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 7.7, 11.5, 39$ и 200 ГэВ в зависимости от центральности. Сплошными символами обозначены данные STAR. Пунктирные линии соединяют экспериментальные точки (для ориентации), как в экспериментальных работах.

энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ и 11.5 ГэВ. При этом, результаты PHSD модели близки к HSD поскольку здесь партонная степень свободы не является доминирующей. Однако, при более высокой энергии столкновения PHSD модель не воспроизводит наблюдаемой азимутальной асимметрии. В отличие от HSD модели, PHSD переоценивает измеренную зависимость от центральности азимутальных распределений в связи с увеличением действия отталкивающего партонного скалярного потенциала, который генерирует коллективные потоковые гармоники в соответствии с экспериментом. Одновременный анализ всех других адронных наблюдаемых очень важен для ограничения моделей, имеющих отношение к локальному нарушению четности в сильных взаимодействиях. Так, рассмотрение проекций этого коррелятора на направления *в-плоскости* и *вне-плоскости* реакции говорит о том, что наблюдаемые корреляции на самом деле находятся *в-плоскости*, а не *вне-плоскости* реакции [3]. Это идет вразрез с ожиданием от кирального магнитного эффекта, который предсказывает одноименно заряженные корреляции *вне-плоскости* реакции. PHSD модель не воспроизводит экспе-

риментальные проекции при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ (при других энергиях нет опубликованных необходимых экспериментальных данных для построения проекций) и дает очень близкие распределения *в-плоскости* и *вне-плоскости* реакции из-за скалярного партонного потенциала (рис. 5) и, в то же время, прекрасно воспроизводит различные потоковые гармоники для заряженных частиц.

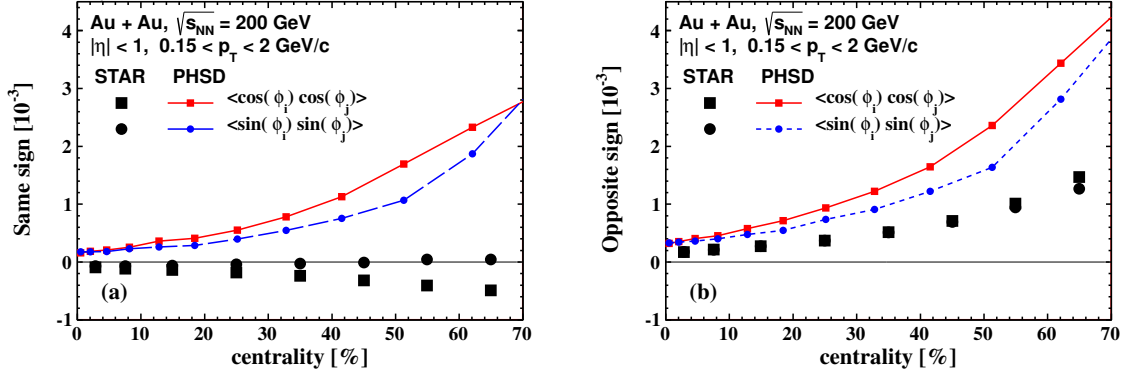


Рис. 5: Компоненты угловых корреляций *в-плоскости* (косинус-член) и *вне-плоскости* (синус-член) реакции для $AuAu$ столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ в зависимости от центральности.

Далее рассматриваются фоновые механизмы двухчастичных угловых корреляций [6, 7], вносящие вклад в коррелятор (2). PHSD модель естественным образом учитывает основные альтернативные механизмы азимутальных угловых корреляций: закон сохранения 4-импульса и локального сохранения заряда, а также наличие кластеров (мини струй, струн, резонансов). Сохранение поперечного импульса, предложенное в качестве альтернативного механизма для объяснения наблюдаемой азимутальной асимметрии, показывает связь между азимутальными корреляциями и эллиптическим потоком. Однако, эффект оцененный при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ слишком мал и нечувствителен к разделению зарядов. В этом отношении интерпретация СМЕ измерений на STAR по-прежнему остается неопределенной.

В конце раздела исследуется влияния электромагнитного поля на азимутальные угловые зарядовые корреляции и проекции на направления *в-плоскости* и *вне-плоскости* реакции. Электромагнитное поле почти не имеет никакого влияния на асимметрию заряженных мезонов по отношению к плоскости реакции. Причиной этого является продемонстрированная компенсация взаимного действия поперечных электрических и магнитных компонент, а не короткое время взаимодействия, когда электромагнитное поле максимально. Этот эффект компенсации может быть важным, например, если в системе присутствует дополнительное индуцированное электрическое поле (в качестве источника СМЕ), так как оно не перепутано с другими источниками электромагнитного поля.

В четвертой главе дается описание многоцелевого детектора MPD планируемого комплекса NICA. Приводятся основные характеристики время-проекционной камеры (англ. “TimeProjection Chamber”, TPC) и адронного калориметра для больших быстрот (англ. “Zero Degree Calorimeter”, ZDC).

Пятая глава посвящена моделированию событий в детекторе и возможности изучения коллективных эффектов на установке MPD.

В первом разделе рассмотрен критерий отбора треков реконструированных в TPC.

Во втором разделе исследуется восстановление плоскости реакции с использованием детекторов TPC и ZDC. В случае калориметра мы воспользовались методом смешанных гармоник для определения разрешения плоскости события для 2-й гармоники по прямому потоку.

В разделах три и четыре показано сравнение модельных и реконструированных значений прямого и эллиптического потоков с плоскостью события, восстановленной по прямому потоку в ZDC. Результат показан на рис. 6,7,8.

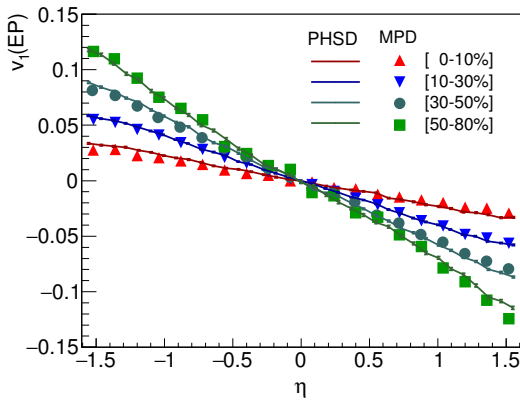


Рис. 6: Зависимость прямого потока v_1 от псевдобыстроты ($AuAu@9ГэВ$).

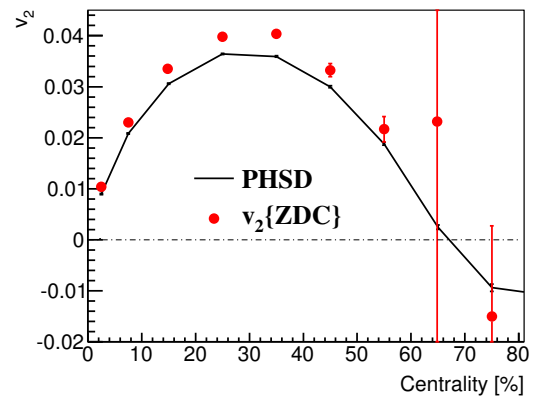


Рис. 7: Зависимость эллиптического потока v_2 от центральности ($AuAu@9ГэВ$).

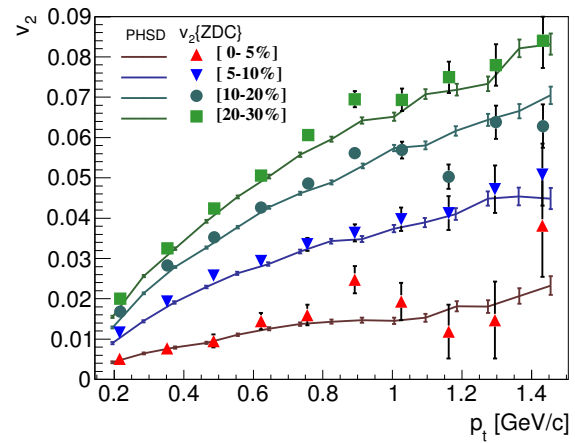
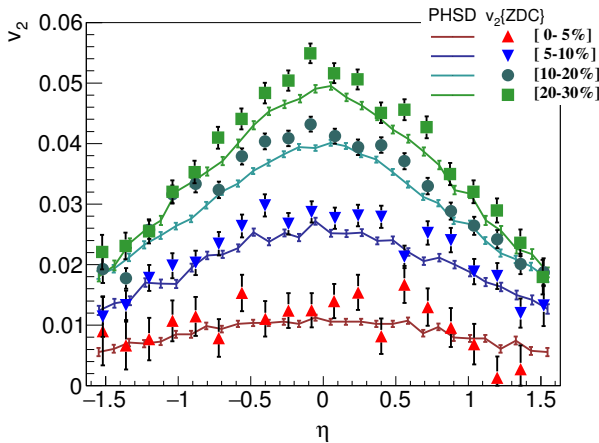


Рис. 8: Эллиптический поток v_2 в зависимости от псевдобыстроты и поперечного импульса ($AuAu@9ГэВ$).

Пятый раздел посвящен восстановлению в детекторе: азимутальных угловых корреляторов, рассматриваемых в качестве сигнала возможного нарушения пространственной четности; угловых корреляций не зависящих от плоскости события; проекций азимутального углового коррелятора. Результаты моделирования показаны на рис. 9, 10.

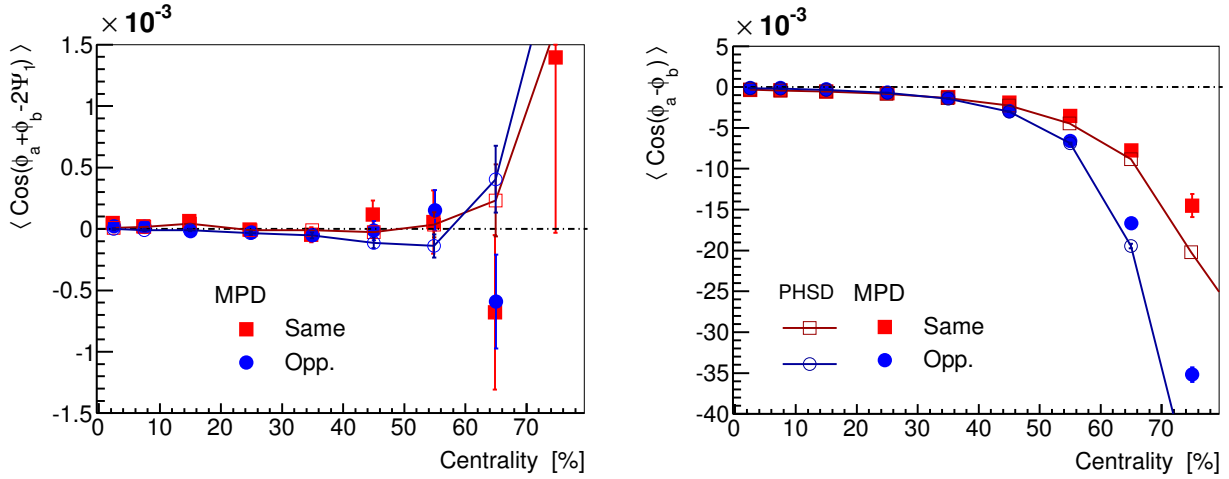


Рис. 9: Азимутальные угловые корреляции ($AuAu@9\text{ГэВ}$)

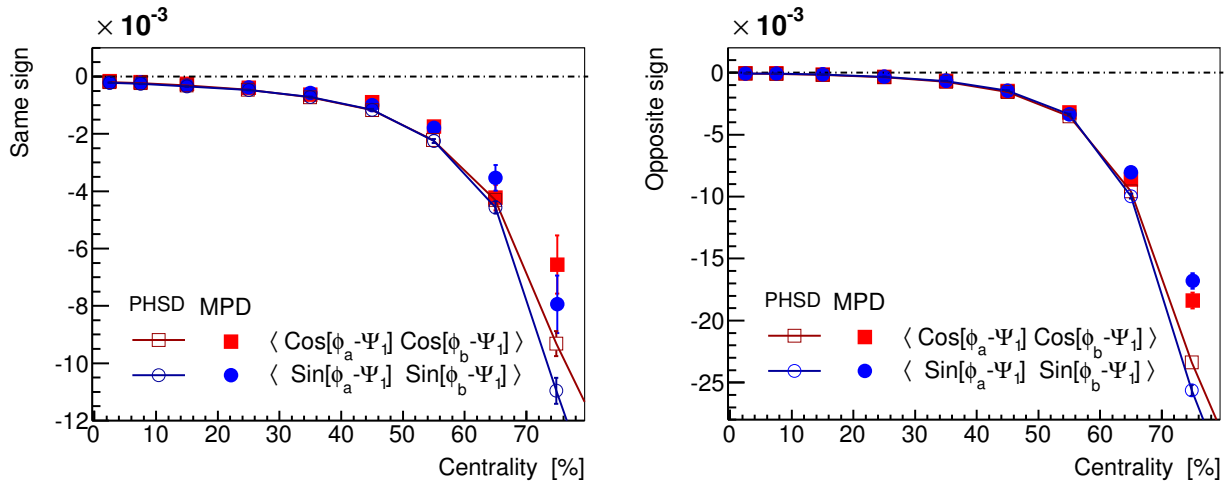


Рис. 10: Компоненты азимутального углового коррелятора для одноименно (слева) и разноименно (справа) заряженных частиц ($AuAu@9\text{ГэВ}$).

В приложении А приведен интерфейс программного модуля для расчета электромагнитного поля и полу-явная разностная схема 2-го порядка точности для интегрирования уравнений движения в поле.

В заключении приведены основные результаты и выводы, которые заключаются в следующем:

1. Улучшена компьютерная транспортная модель HSD/PHSD для включения запаздывающего самосогласованного электромагнитного поля с учетом его влияния на движение частиц.
2. Выполнено исследование свойств электромагнитного поля, его эволюции и связи с параметрами столкновения тяжелых ионов. Показано, что наибольшая интенсивность магнитного поля, создаваемого в основном зрителями, достигается в центре перекрытия сталкивающихся ядер. Так, эта величина составляет $eB_y/m_\pi^2 \sim 5$ в течение времени $t \lesssim 0.2$ фм/с для $AuAu$ столкновений при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и прицельным параметром $b = 10$ фм. В области энергий $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ ГэВ эта величина существенно ниже $\sim 0.13 m_\pi^2$. Но это все еще довольно сильное магнитное поле и оно длится примерно в 20 раз дольше, чем при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.

Показано, что локальная плотность энергии коррелирует с максимумами магнитного поля тем самым создавая необходимые условия для реализации кирального магнитного эффекта.

Флуктуации в положении зрителей заметно сказываются на флуктуации напряженности электромагнитного поля. Тем не менее, ширина флуктуаций не так велика, как ожидалось ранее в упрощенных моделях, и ее влияние на наблюдаемые незначительна.

3. На основе анализа адронного и партонного фона для кирального магнитного эффекта обнаружено, что азимутальные угловые корреляции, измеряемые на эксперименте и рассматриваемые в качестве возможного сигнала локального нарушения четности в сильных взаимодействиях, могут быть разумно описаны при промежуточных энергиях при $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ и 11.5 ГэВ с помощью обычной микроскопической транспортной модели HSD. Ситуация сильно меняется при более высоких энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 39$ ГэВ и 200 ГэВ. В этом случае вычисленного адронного фона явно недостаточно и необходимы другие источники корреляций, вытекающие из явной партонной динамики и флуктуаций цветового поля. Моделирование подлинного СМЕ представляет большой интерес. При этом очень важен одновременный анализ всех других адронных наблюдаемых. Так, рассмотрение проекций азимутального зарядового коррелятора на направления *в-плоскости* и *вне-плоскости* реакции оставляет интерпретацию СМЕ измерений на STAR неопределенной.

4. В работе показано, что влияние электромагнитного поля на наблюдаемые (спектры, коллективные потоки и азимутальные зарядовые корреляции) в симметричных $AuAu$ столкновениях не столь существенно как это ожидалось при столь интенсивных полях. Причиной является не короткое время взаимодействия, когда генерируемое при столкновении ядер электромагнитное поле максимально, а компенсация взаимного действия поперечных электрических и магнитных компонент.
5. На основе моделирования установки МРД в минимальной конфигурации (TPC+ZDC), показана возможность изучения коллективных потоков (прямого и эллиптического) и азимутальных зарядовых корреляций в широкой области центральностей за счет хорошего разрешения плоскости события по прямому потоку в адронном колориметре для больших быстрот. Обоснована необходимость торцевых детекторов для изучения периферических столкновений.

Основные публикации по теме диссертации:

1. E. Bratkovskaya, W. Cassing, O. Linnyk, V. Konchakovski, V. Voronyuk, V. Ozvenchuk. “*Dynamics of hot and dense nuclear and partonic matter*” // Phys.Atom.Nucl. 2012. Vol. 75. P. 679–682.
2. V. Konchakovski, E. Bratkovskaya, W. Cassing, V. Toneev, V. Voronyuk. “*Rise of azimuthal anisotropies as a signature of the Quark-Gluon-Plasma in relativistic heavy-ion collisions*” // Phys.Rev. 2012. Vol. C85. P. 011902.
3. V. Konchakovski, E. Bratkovskaya, W. Cassing, V. Toneev, S. Voloshin, V. Voronyuk. “*Azimuthal anisotropies for Au+Au collisions in the parton-hadron transient energy range*” // Phys.Rev. 2012. Vol. C85. P. 044922.
4. V. Toneev, V. Voronyuk. “*The Chiral Magnetic Effect: Beam-energy and system-size dependence*” // Phys.Atom.Nucl. 2012. Vol. 75. P. 607–612.
5. V. Toneev, V. Voronyuk, E. Bratkovskaya, W. Cassing, V. Konchakovski, S. Voloshin. “*Theoretical analysis of a possible observation of the chiral magnetic effect in Au + Au collisions within the RHIC beam energy scan program*” // Phys.Rev. 2012. Vol. C85. P. 034910.
6. V. Toneev, V. Konchakovski, V. Voronyuk, E. Bratkovskaya, W. Cassing. “*Event-by-event background in estimates of the chiral magnetic effect*” // Phys.Rev. 2012. Vol. C86. P. 064907.
7. V. Toneev, V. Voronyuk. “*Beam-energy and system-size dependence of the CME*” // Phys.Part.Nucl.Lett. 2011. Vol. 8. P. 938–943.
8. V. Voronyuk, V. Toneev, W. Cassing, E. Bratkovskaya, V. Konchakovski, S. Voloshin. “*(Electro-)Magnetic field evolution in relativistic heavy-ion collisions*” // Phys.Rev. 2011. Vol. C83. P. 054911.

Список литературы

- [1] D. E. Kharzeev, L. D. McLerran, H. J. Warringa // Nucl.Phys. 2008. Vol. A803. P. 227–253.
- [2] V. Skokov, A. Y. Illarionov, V. Toneev // Int.J.Mod.Phys. 2009. Vol. A24. P. 5925–5932.
- [3] A. Bzdak, V. Koch, J. Liao // Phys.Rev. 2010. Vol. C81. P. 031901.
- [4] A. Bzdak, V. Skokov // Phys.Lett. 2012. Vol. B710. P. 171–174.
- [5] S. A. Voloshin // Phys.Rev. 2004. Vol. C70. P. 057901.
- [6] F. Wang // Phys.Rev. 2010. Vol. C81. P. 064902.
- [7] S. Pratt, S. Schlichting, S. Gavin // Phys.Rev. 2011. Vol. C84. P. 024909.