

Приложение 2

Взрыв горячей ядерной материи

перевод В.Л. Коротких
статьи в журнале *Science* 337, 310 (2012);
Barbara V. Jacak and Berndt Müller

The Exploration of Hot Nuclear Matter

Аннотация

Когда ядерная материя нагревается до двух триллионов градусов, она становится сильно связанной плазмой кварков и глюонов. Эксперименты, использующие столкновения между высокоэнергичными тяжёлыми ядрами, открыли, что это новое состояние материи является почти идеальной и сильно непрозрачной жидкостью. Описание, основанное на теории сильной связи и черных дырах в пространстве пяти измерений, делает эту кварк-глюонную плазму архитипичной сильно связанной квантовой системой. Открытые вопросы о структуре и теории кварк-глюонной плазмы (КГП) находятся под пристальным вниманием и активно исследуются. Многие новые подходы при рассмотрении КГП найдут применение в других областях физики, таких как система ультрахолодных фермионных атомов и сильно коррелированная конденсированная материя.

Ядерная материя в современной Вселенной заперта внутри атомных ядер и в нейтронных звёздах. Нуклоны (нейтроны и протоны) – это блоки такой материи, которые состоят из кварков. Кварки связаны между собой сильным взаимодействием, которое осуществляется обменом глюонами. В отличие от фотонов,

которые обеспечивают электромагнитное взаимодействие и не взаимодействуют друг с другом, глюоны взаимодействуют между собой за счёт цвета, который в сильных взаимодействиях является аналогом электрического заряда. Цветовые глюоны и кварки – основа теории сильных взаимодействий, известной как квантовая хромодинамика (КХД), богатая по структуре и одновременно очень трудная для решения уравнений.

Удивительно, что сильные взаимодействия становятся слабыми на коротких расстояниях – свойство, известное как «асимптотическая свобода» [1,2]. И наоборот, они становятся необычайно сильными на расстояниях порядка размеров нуклона (10^{-15} м), связывая кварки внутри нуклона и в других частицах, известных как адроны. Асимптотическая свобода предполагает, что нуклоны могут «вывариться» в плазму из составляющих их кварков и глюонов, когда сильные взаимодействия между ними ослабнут при увеличении плотности или температуры материи.

Сегодня кварки удерживаются в нуклонах и нейтронных звёздах, которые являются холодными объектами, но и ранняя Вселенная была чрезвычайно горячей (3). Её температура превышала 150 МэВ (около $2 \cdot 10^{12}$ К) вплоть до 10 микросекунд после Большого Взрыва. Когда ядерная материя нагревается до 2-х триллионов градусов, она становится сильно связанной плазмой кварков и глюонов. Эксперименты, использующие столкновения между высокоэнергичными тяжёлыми ядрами, открыли, что это новое состояние материи является почти идеальной и сильно непрозрачной жидкостью. Описание, основанное на теории сильной связи и черных дырах в пространстве пяти измерений, делает эту кварк-глюонную плазму сильно связанной квантовой

системой. Открытые вопросы о структуре и теории кварк-глюонной плазмы находятся под пристальным вниманием и активно исследуются. Многие новые подходы при рассмотрении КГП найдут применение в других областях физики таких как система ультрахолодных фермионных атомов и сильно коррелированная конденсированная материя.

КХД предсказывает, что возможно существование кварк-глюонной плазмы (см. рис.1).

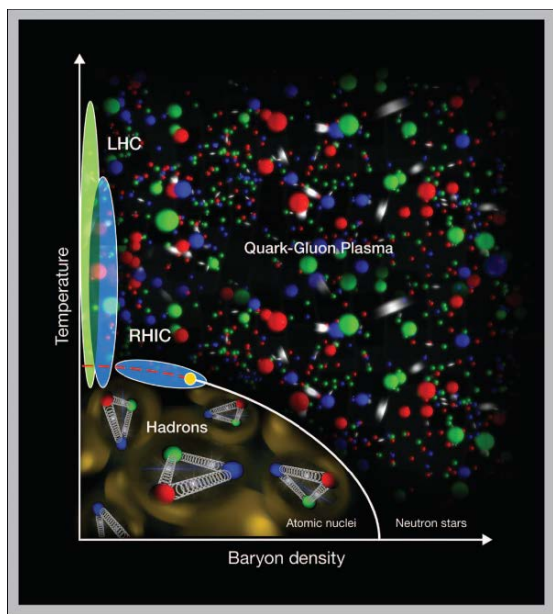


Рис.1 Фазовая диаграмм КХД материи в плоскости температура – барионная плотность. Барионы – адроны, содержащие 3 валентных кварка (протоны и нейтроны, – обычная материя) показаны внизу слева. Шарики – индивидуальные кварки, которые не связаны между собой в кварк-глюонной плазме. При более низкой энергии RHIC образуется материя с избыточным числом кварков с чисто барионной плотностью. Может существовать критическая точка (овал в конце белой кривой), указывающая на фазовый переход первого порядка.

Понимание эволюции нашей Вселенной требует знания структуры и динамики КПП. Хотя численное моделирование свойств горячей КХД материи в термодинамическом равновесии за последние 30 лет сделало большой прогресс (4), динамические свойства КПП остаются далеко неясными. Экспериментальное исследование горячей КХД материи сегодня заполняет этот пробел с помощью исследования столкновений тяжелых ядер при высоких энергиях и чрезвычайно больших температурах, необходимых для образования КПП в лабораторных условиях, хотя и на очень краткое мгновение.

Открытия последнего десятилетия

На коллайдере релятивистских тяжёлых ионов (RHIC) в Брукхейвенской национальной лаборатории США КПП изучается с 2000 года. Два пучка тяжёлых ионов на RHIC сталкиваются друг с другом при энергии 100 ГэВ на нуклон. Протон-протонные (pp) и дейтрон-золото (dAu) столкновения обеспечивают контроль измерений в условиях, когда КПП не образуется. Начальная температура, достигнутая в столкновениях ядер золота (AuAu), находится в интервале 300-600 МэВ (5) заметно выше температуры КХД фазового перехода ~ 150 МэВ (6).

RHIC – гибкий экспериментальный комплекс установок специально предназначенный для изучения столкновений ядер в широком интервале при различных энергиях. Это позволяет исследовать фазовую диаграмму КХД материи вплоть до точки фазового перехода в КПП.

Сегодня две больших экспериментальных установки PHENIX и STAR (Рис.2), созданные международными коллективами учёных продолжают действовать, в то время как две другие меньшие установки BRAHMS и PHOBOS закончили сбор

данных. Каждый эксперимент был оптимизирован на исследование различных экспериментальных наблюдаемых, а общие их возможности в PHENIX и STAR позволяли выполнить критические перекрёстные проверки. Вместе PHENIX и STAR используют два типа тестов обнаружения КГП [7-11].

Внутренние тесты – это частицы, испущенные самой плазмой. «Внешние» тесты – частицы с высокой энергией, образуемые на первой стадии столкновения, которые проходят через плазму и взаимодействуют с ней на пути к детекторам.

Большинство наблюдаемых частиц – это адроны. Их спектры хорошо описываются термальным распределением (blue-shifted) при радиальном расширении плазмы. Корреляции частиц отражаются в анизотропном коллективном потоке, известном как «elliptic flow». Он проявляется как модуляция в азимутальном угловом распределении частиц по отношению к направлению вектора прицельного параметра между двумя сталкивающимися ядрами [12]. Амплитуда эллиптического потока растёт с увеличением прицельного параметра из-за того, что область перекрытия двух ядер становится более асимметричной (рис. 3, левый). Динамика плазмы при расширении переводит пространственную асимметрию начального состояния в анизотропию распределения импульсов частиц. Высокие компоненты углового распределения Фурье также наблюдаются в корреляционных данных. Они появляются главным образом из-за флуктуаций начального расположения нуклонов в области перекрытия двух ядер (рис.3, правый).

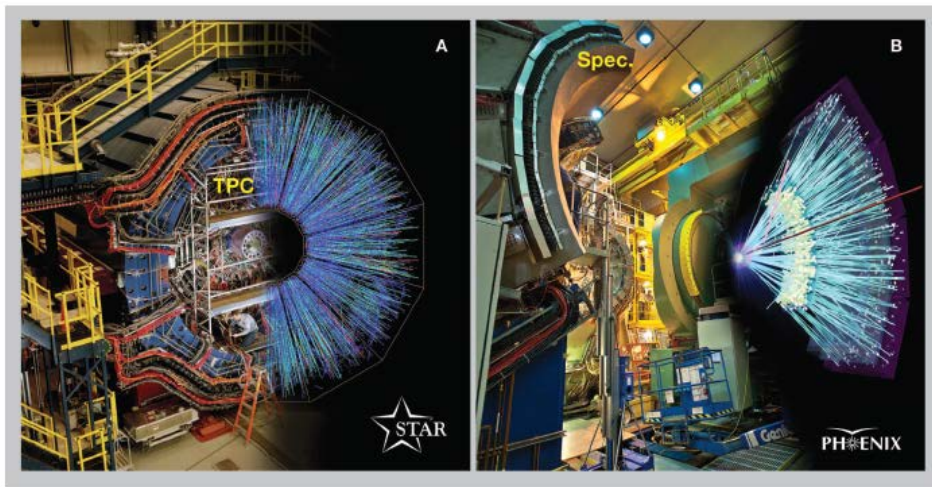


Рис.2 (А) Детектор STAR имеет время-пролётную камеру (TPC), которая является существенно 3-х мерной цифровой камерой, чтобы измерять траектории частиц в каждом столкновении. Окружающие детекторы идентифицируют адроны и электроны с большими импульсами. STAR имеет большой аксептанс и это позволяет исследовать многочастичные корреляции и столкновения при более низких энергиях. **Рис.2(В).** Детектор PHENIX имеет два спектрометра для измерения фотонов, электронов и адронов на углы возле 90° . Имеется также два мюонных спектрометра по направлению пучков, которые регистрируют адроны, содержащие кварки с чармом и боттомом. Образец события показан справа от каждого детектора.

Поведение газов или жидкостей часто описывается с помощью гидродинамики. Действительно, гидродинамика успешно описывает величину и зависимость от прицельного параметра эллиптического потока [13,14]. Удивительно, что точное описание большинства данных требует почти исчезающего отношения сдвиговой вязкости (сопротивление потоку или невозможность материи передавать импульс) к плотности энтропии. Это соответствует почти идеальной или «истинной» жидкости. Учёт флуктуаций плотности в начальном состоянии в гидродинамических расчётах также воспроизводит высокие гармоники с той же малой сдвиговой вязкостью [15-17].

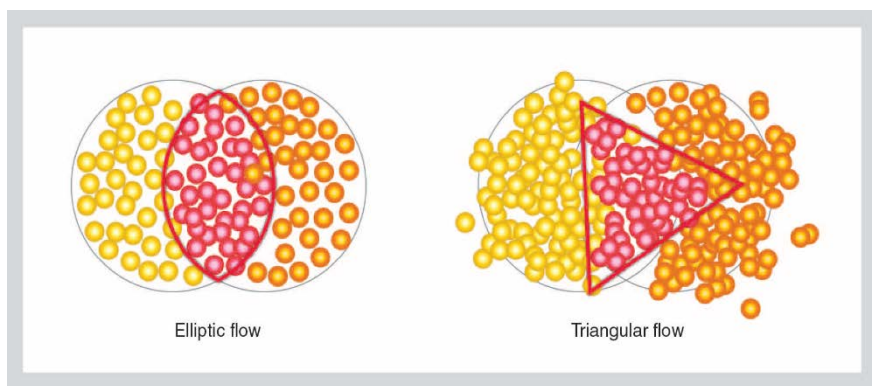


Рис.3. Эллиптический (слева) [56] и треугольный (справа) [57] потоки возникают из-за асимметричного расположения участвующих нуклонов (нуклоны в области перекрытия двух ядер).

Квантовая механика даёт нижний предел сдвиговой вязкости η для заданной плотности частиц вследствие принципа неопределённости. Для релятивистской жидкости подобной КГП, которая не сохраняет число частиц, соответствующая мера плотности — это плотность энтропии s . Ограничиваясь гидродинамическими расчётами с полным набором данных по потоку (18), авторы работ (19-21) нашли, что отношение $\eta/s = (1-2) \cdot \hbar/4\pi k_B$ близко к квантовому пределу $\eta/s = \hbar/4\pi k_B$. Низкая сдвиговая вязкость на одну частицу указывает на корреляцию или координацию движения частиц в рамках КХД. Газы имеют очень слабо коррелированные движения частиц, в то время как молекулы в кристаллах движутся сильно коррелированным образом. Жидкость по своим свойствам находится между газом и кристаллической структурой, проявляя очень малую сдвиговую вязкость и её частицы движутся свободнее между собой. Такая ситуация может быть в КГП.

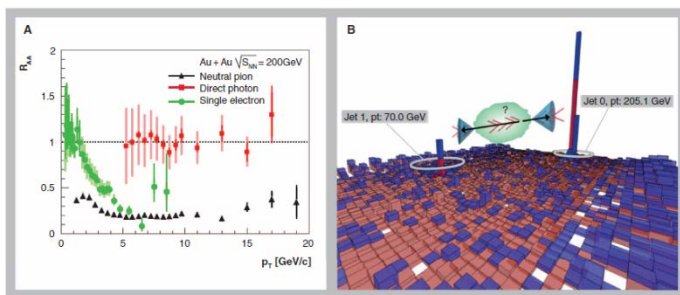


Рис.4. (А) Отношение выходов адронов, приходящихся на один нуклон, в AuAu- к pp-столкновениям в эксперименте PHENIX как функция поперечного импульса по отношению к направлению пучка [25]. Точки на рисунке из [52,58] Эмиссия пионов и электронов от распада тяжёлых кварков сильно подавлена в отличие от фотонов. Это подавление адронов есть мера цветовой непрозрачности КГП. **(В)** Иллюстрация измеренной энергии в конусе струй прямой и обратной с потерей энергии в КГП (стрелки – направления партонов, создающих струи). Другая часть рисунка – измерение двух струйного события на БАК в эксперименте CMS [28]. Угловые распределения спроецированы на одну плоскость, величина пиков пропорциональна наблюдаемой энергии частиц. Направление пучка ядер Pb соответствует перпендикуляр к изображённой плоскости. Это событие выбрано по струе справа. Из рисунка видно, что, струя слева потеряла много энергии. [58]

Первые результаты по столкновению ядер PbPb при энергии почти в 14 раз большей на Большом адронном коллайдере (ЛНС) в ЦЕРНе подтверждает физическую картину, открытую в данных RHIC (26). Начальная температура на ЛНС приблизительно на 30% выше. Расчёт в гидродинамической модели даёт почти то же самое значение вязкости η/s как на RHIC (27). Горячая КГП, рождённая на ЛНС, также сильно связанная. Измерение погашения струй на ЛНС наблюдается в протяжённой области по кинематике на фактор в 5 раз больше. Наблюдается линейный, довольно медленный рост непрозрачности с ростом плотности материи. Высокая энергия ЛНС рождает высокоэнергичные струи, что упрощает реконструкцию наблюдаемых струйных событий. Кластеры энергий, соответствующие прямым и обратным струям ясно видны на

рис. 4В [28]. Данные свидетельствуют, что даже очень энергичные струи теряют значительную долю энергии в среде, которая, оказывается, быстро термализуется. Анализ формы струй и содержания частиц в них помогает выяснить механизм взаимодействия партона с КГП. Выход мезонов, которые содержат тяжёлые кварки, также выше на ЛНС. Кроме того, бозон становится доступен как новый электрослабый тест КГП. Эти результаты для «внешних» тестов могут быть разумно хорошо воспроизведены экстраполяцией данных RHIC.

Теоретические инструменты

Ключевыми теоретическими инструментами для описания свойств КГП и предсказания экспериментальных наблюдаемых являются калибровочная теория на решётках и транспортная теория. Калибровочная теория на решётках – это в основе своей формализм, который моделирует вычисление частичной КХД функции на пространственно-временной решётке. Достижения в алгоритмах и компьютерные возможности теперь позволяют моделировать вычисления с физическими массами кварков. Эти вычисления одновременно очень громоздки и достаточно точны, чтобы можно было их экстраполировать к термодинамическому и непрерывному пределу [29]. Уравнение состояния горячей КХД материи и корреляционные функции, такие как экранирующее расстояние цветовой силы, теперь возможны для рассмотрения. Однако реальные расчёты на КХД решётке всё ещё ограничены статистическими свойствами, существенно сокращая наши возможности, чтобы получить транспортные характеристики КГП.

Транспортная теория описывает переход глюонных полей в налетающих ядрах в термальную КХД материю, во взрывчатое расширение КГП, и, наконец, в разброс на адроны. Таким образом,

возникает сценарий отдельных этапов реакции [30]. На первой стадии глюоны освобождаются и образуют плотную систему нелинейных связанных полей, известную как глазма. Вторая стадия – быстрое расширение горячей КПП – эффективно описывается релятивистской гидродинамикой с небольшими эффектами вязкости. Затем материя остывает до температур ниже 150 МэВ. Её конечное расширение и замерзание может быть описано кинетической теорией адронов. В то время как экспериментальные данные обеспечивают серьёзное доказательство справедливости 2-й и 3-й стадий, описание взрыва глазмы пока только начинается.

Физики в настоящее время поражены тем, что совершенно различные подходы могут быть необходимы для описания горячей КХД материи. Оказывается, что дуальность, которая объединяет КХД с сильной связью с со слабосвязанными гравитационными теориями, может пролить свет на динамические свойства квантовых жидкостей. Дуальность струнной теории в анти-де Ситтер (AdS) пространстве с квантовой полевой теорией (CFT) даёт точное описание некоторых сильно связанных систем.

Формализм, известный как AdS/CFT соответствие [31,32], голографически переводит трудно решаемую связанную квантовую теорию поля в доступную классическую теорию гравитации с пятимерной размерностью. Термализация квантового поля возникает как формализм черной дыры в гравитационной дуальной теории. Хотя формализм точен только в пределе бесконечного числа цветов и при сильной связи, есть уверенность, что для многих величин, представляющих интерес, три цвета КХД можно рассматривать как большое число. Решёточная калибровочная теория [33,34] даёт неотразимое доказательство этому предположению. Гравитационное дуальное

описание предлагает объяснение того, как сильно связанная глазма калибровочных полей может достичь термального равновесия так быстро и почему гидродинамика даёт реальное описание при сильной связи, когда кинетическая теория не работает. К сожалению, связь истинной КХД не так сильна, как это требуется для строгих применений AdS/CFT дуальности. В настоящее время негравитационная дуальность истинной КХД неизвестна и неизвестно, существует ли она вообще.

Перекры́стные связи идей

Понимание сильной связи или сильно коррелированных систем – передний фронт интеллектуальных усилий в физике множественных субполей. Один из примеров – ультрахолодные фермионные атомы, такие как ${}^6\text{Li}$, где приложение магнитного поля возбуждает сильный резонанс. Собранные в атомную ловушку эти атомы образуют вырожденную Ферми жидкость, которой можно манипулировать и исследовать в деталях (35). При температуре ниже $\sim 0.1 \mu\text{K}$ взаимодействие атомов через резонанс образует супер-жидкость (36). Сдвиговая вязкость η и энтропия s для этой системы могут быть измерены отдельно, показывая падение η/s с уменьшением температуры. При очень низких температурах отношение η/s достигает 4-кратного квантового предела [37] только в два раза большего, чем полученный для КГП.

Сильно коррелированная электронная система в конденсированной материи даёт пример сильной связи, где элементарное взаимодействие не является сильным, но его роль усиливается большим числом взаимодействующих частиц и их способностью к динамической корреляции квантовых волновых функций. Удивительно, что голографическая гравитационная

дуальность также даёт простое описание таких сложных систем [38,39].

Сильно связанные системы в физике плазмы изучают теплую плотную материю и пыльные плазмы [40], находящиеся в астрофизических средах, таких как кольца Сатурна, и их термоядерное расплавление. В этих теориях отношение $\mathfrak{R}$ -потенциала к кинетической энергии велико и предполагает сильную связь. При достаточно больших размерах такие плазмы могут кристаллизоваться. Их сдвиговая вязкость имеет минимум при определённом $\mathfrak{R}$, где доминирующий механизм передачи импульсов изменяется от баллистического квазичастичного движения к некоторой форме коллективного движения.

Преимущество КХД материи над другими сильно связанными системами состоит в том, что взаимодействие хорошо определено. КГП, таким образом, даёт шанс к пониманию того, как сильно связанная жидкость появляется из микроскопической теории, которая хорошо известна. Сильно связанная КГП также является единственно известной релятивистской жидкостью. В её структуре не доминируют отталкивающие взаимодействия, поэтому она соответствует традиционной концепции жидкости. Однако её высокая температура вместе с фундаментальной природой КХД взаимодействий позволяют с самого начала исследовать равновесные свойства КХД материи без модельных предположений и приближений. Быстро развивающиеся возможности выполнять сложные вычисления такого рода приведут к серьёзным сравнениям теории сильно связанных систем и эксперимента.

Открытые вопросы и вызовы

Удивительные экспериментальные результаты дают почву для совершенно новых вопросов о КГП. В дальнейших исследованиях столкновения тяжёлых ионов, можно спросить: какова природа КХД материи при низких температурах и при высокой плотности и как она влияет на образование плазмы? Почему плазма термализуется так быстро? Проявляются ли новые свойства симметрии в этом процессе? КХД плазма сильно связанная, но в каких масштабах? Содержит ли она квазичастицы или сильная связь полностью определяется долгоживущими коллективными возбуждениями? Как эта сильная связь приводит к цветовому экранированию? Существует ли характерная длина экранирования и если да, то какова она? Каков механизм взаимодействия между партоном и плазмой и как он приводит к потере энергии партона в ней?

Гравитационные дуальные вычисления показывают, что термализация происходит со скоростью света и все анизотропии исчезают очень быстро в пределе сильной связи [41,42]. При этом нестабильности плазмы могут сыграть свою роль. Микроскопическая структура сильносвязанной плазмы всё ещё плохо понята; в гравитационной дуальной картине не существует квазичастиц за исключением фотонов. Решётчатые вычисления подтверждают, что квантовые числа, связанные с кварками (барионный номер, электрический заряд, аромат), имеют кварк-подобные составляющие при температурах выше критической T_c , необходимой для образования КГП. Однако они не объясняют динамических свойств плазмы и не несут информации о наличии или отсутствии движения квазичастиц.

Энергетические потери тяжёлых кварков чувствительны к спектру возбуждений КГП и могут помочь в вопросе о

квазичастицах и их свойствах. Фотоны и лептоны дадут информацию о ранней стадии столкновения.

Сдвиговая вязкость и скорость звука – два важных индикатора микроскопической структуры любого материала. Вязкость является тестом того, как частицы (составляющие) материала связаны между собой, а скорость звука чувствительна к массе частиц и к силе их взаимодействия. Так как теории сильной связи не оперируют с частично-подобными возбуждениями, то истинная природа составляющих плазмы – большой вопрос. Многообещающий путь измерить обе величины – это систематическое исследование отклика материи на флуктуации начальной плотности.

В КГП цвет экранируется по аналогии с электромагнитным Дебаевским экранированием, наблюдаемым в соответствующих плазмах. Решётчатая КХД показывает, что выше T_c экранирование цвета неполное [43-45]; частичное экранирование есть характеристика сильно связанных плазм [46]. Экранирование в КГП может быть протестировано экспериментально измерением собственной скорости состояний с тяжёлыми кварками.

Очарованные s - и b -кварки рождаются парами, которые некоторое время остаются связанными и детектируются как тяжёлые мезоны, называемые кваркониями. Мезоны J/Ψ и Ψ' составлены из очарованных кварков, а ипсилон мезоны Υ состоят из боттом кварков. Малые размеры этих мезонов позволяют им существовать в КГП из-за экранирования, действующего на расстояниях большего размера. Кварконии имеют различные возбуждённые состояния с разными энергиями связи; более тяжёлые мезоны связаны сильнее и легче экранируются в КГП. В самом деле, подавление очарованных кваркониев в КГП по сравнению с pp -столкновениями уже наблюдалось [47-51].

Возможно сделать определённые выводы из исследования цветового экранирования со спектроскопией различных состояний кваркониев как функции энергий пучка и угла испускания по отношению к направлению пучка. «Распутывание» эффектов начального и конечного состояний при рождении тяжёлых кварков, которые могут сформировать связанные состояния, требует контрольных экспериментов в $p(d)$ -ядро столкновениях вместе с теоретическим изучением цветового экранирования в расширяющейся плазме.

Высокоэнергичные партоны, образованные в начальной фазе столкновения, теряют свою энергию при прохождении возбуждённых мод среды (столкновительные потери) или за счёт радиации глюонов (радиационные потери). Второй процесс, аналогичный излучению фотонов электронами при их прохождении через материю, становится менее эффективным с ростом массы партона. В слабо связанной среде термализация с распределением энергии происходит через каскад столкновений кварков и глюонов в плазме. В сильно связанной среде энергия переходит прямо в термальные возбуждения и звуковые волны. Измерения частиц с кварками разных масс поможет различить радиационные и столкновительные энергетические потери. Так как обнаружена малая разница в подавлении лёгких и тяжёлых (в основном чармов) кварков (52), разделение c -кварков от более тяжёлых b -кварков является ключевой экспериментальной целью.

Новые задачи для коллайдеров RHIC и LHC.

Недавнее обновление увеличивает светимость и набор доступных ядер. Высокая светимость делает доступными редкие тесты, такие как струи адроны с очарованными и b -кварками.

PHENIX и STAR улучшены с помощью *state-of-the-art* силиконовых микровершинных детекторов для прецизионных измерений тяжёлых кварков по их распадам. Это позволит разделить чармированные кварки от боттом кварков, которые в три раза тяжелее и должны пролететь через плазму. Новый ионный источник на RHIC обеспечивает дополнительные ядра в пучках, такие как деформированные ядра урана. UU-столкновения вместе с асимметричными комбинациями пучков открывают новые возможности контролировать ядерную геометрию и таким образом измерять длину пробега партон в КГП. Эти измерения вместе с поляризованными pp-столкновениями на RHIC протестируют теоретические модели с выделением эффектов горячей КГП материи и позволят построить партонную карту для структуры ядер в необходимой кинематической области.

Большой интервал энергии пучков, доступный на RHIC, сделает возможным пройти фазовую диаграмму КХД материи к высокой барионной плотности, так как нуклоны частично останавливаются в столкновениях при более низких энергиях (53). Согласно некоторым предсказаниям переход между адронной и кварковой материей соответствует первому порядку фазового перехода за критической точкой на диаграмме. Результатом скорого ожидаемого сканирования энергии пучка будет локализация этой точки с помощью сигнатур критических флуктуаций. Высокая светимость пучков увеличит чувствительность таких будущих поисков.

Переоборудования на RHIC ответят на некоторые вопросы, поставленные в предыдущих разделах. Полный ввод улучшений параметров и светимости потребует совершенствования дальнейших возможностей детекторов. Для проникновения в раннюю динамику столкновения ядер потребуется измерение

фотонов в широком интервале углов, также и потоков этих фотонов. Количественное измерение длины цветового экранирования потребует точного измерения тяжёлых кваркониев в широком интервале как функции масс, импульсов, энергии связи, длины пробега через плазму и начальной температуры системы. Для разделения эффектов начального и конечного состояний процесса нужно будет менять набор размеров ядер в ядро-ядерном столкновении. Чтобы выявить роль глюонов в ядерной волновой функции [54] необходимы передние детекторы для фотонов, лептонов и адронов. Для выявления механизма потери энергии струи полная реконструкция струй средней энергии, которые испускают партоны в шкале КХД, совершенно необходима.

Измерение энергетического распределения искажённых средой струй с изменением энергии и потока частиц поможет понять различные механизмы поведения струй в среде. RHIC – идеальный для этого инструмент, в то время как высокоэнергичные струи на LHC дадут информацию об энергетической зависимости взаимодействия партонов с КХД материей.

Данные LHC дают строгие тесты теории погашения струй дополнительно к данным RHIC. Например, через импульсную зависимость потери энергии тяжёлыми кварками, которая предсказывается разной в сильных и слабых связанных КТП. Высокая энергия пучков на LHC даёт более высокую скорость редких тестов, чем на RHIC. Это открывает более широкий кинематический интервал для адронов, фотонов и b -кварков, а также доступность новых тестов таких как Z -бозон. Исследование адронов внутри струй, противоположных направлению Z -бозона, даст новые ограничения на теории взаимодействия партона со средой.

Высокая плотность энергии материи, достигнутая на LHC, приведёт к сильному цветовому экранированию и, таким образом, к большему подавлению связанных состояний из тяжёлых кварков. Этот эффект может быть «перекрыт» слипанием тяжёлых кварков в такие состояния, когда КГП конвертирует обратно в адроны. Слипание должно проявляться на LHC сильнее, чем на RHIC, так как более пары тяжёлых кварков рождаются в каждом столкновении. Высокая статистика спектроскопии Υ -состояний позволит сравнить цветовое экранирование при различных температурах.

Поразительные успехи теории, включая вычисления с *множеством* струй и эффективные теории для тяжёлых кварков, которые связывают решётчатые расчёты с транспортными процессами, ставят вопрос о необходимости извлечения *реальных* значений параметров энергетических потерь и длин цветового экранирования в плазме из данных с высокой точностью. Потребуется продвижение в численных вычислениях, чтобы решать транспортные уравнения, описывающие быстрое образование равновесной КГП. Разработка точной гравитационной дуальности КХД сделает возможным реалистичные расчёты динамических процессов в пределе сильной связи. Так называемые «*вязкие*» поправки при конечном числе цветов позволят установить границы для реального режима промежуточной связи. Эти успехи не только проливают свет на физику плазмы, но и вызывают потребность в интеллектуальных усилиях построения теории сильной связи во многих областях физики. Успехи и недостатки струнной теории (*базового подхода*) предлагают возможности для развития новейшей математической техники, применимой для сильносвязанных систем.

В изучении взрыва горячей КХД материи произошёл громадный прогресс в последние десять лет. Эксперименты открыли новую высокотемпературную фазу – сильно связанную КГП, которая продолжает существовать при самых высоких значениях температуры. Удивительные черты КГП включают почти идеальное состояние в виде жидкости и экстремальную непрозрачность для всех цветовых проб. Быстрое развитие теоретических и экспериментальных инструментов обещает «количественно» проникнуть во всё ещё мистические свойства КГП в следующие десять лет. Всё это также поможет в изучении других сильно связанных систем в природе и в лабораториях.

Ссылки

1. D. J. Gross, F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. 30, 1343 (1973).
2. H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett. 30, 1346 (1973).
3. E. W. Kolb, M. S. Turner, The Early Universe (Redwood City, Addison-Wesley, 1988).
4. P. Petreczky, Nucl. Phys. A. 830, 11c (2009).
5. A. Adare et al.; PHENIX Collaboration, Phys. Rev. C Nucl. Phys. 81, 034911 (2010).
6. S. Borsányi et al., J. High Energy Phys. 2010, 77 (2010).
7. I. Arsene et al.; BRAHMS Collaboration, Nucl. Phys. A. 757, 1 (2005).
8. K. Adcox et al.; PHENIX Collaboration, Nucl. Phys. A. 757, 184 (2005).
9. B. B. Back et al.; PHOBOS Collaboration, Nucl. Phys. A. 757, 28 (2005).
10. J. Adams et al.; STAR Collaboration, Nucl. Phys. A. 757, 102 (2005).

11. B. Müller, J. L. Nagle, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 56, 93 (2006).
12. K. H. Ackermann et al., *Phys. Rev. Lett.* 86, 402 (2001).
13. P. F. Kolb, P. Huovinen, U. Heinz, H. Heiselberg, *Phys. Lett. B* 500, 232 (2001).
14. D. Teaney, J. Lauret, E. V. Shuryak, *Phys. Rev. Lett.* 86, 4783 (2001).
15. B. Schenke, S. Jeon, C. Gale, *Phys. Rev. C Nucl. Phys.* 85, 024901 (2012).
16. M. Luzum, *J. Phys. G* 38, 124026 (2011).
17. A. Adare et al.; PHENIX Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* 107, 252301 (2011)..
18. H. Song, S. A. Bass, U. Heinz, T. Hirano, C. Shen, *Phys. Rev. Lett.* 106, 192301 (2011).
19. P. Danielewicz, M. Gyulassy, *Phys. Rev. D Part. Fields* 31, 53 (1985).
20. P. K. Kovtun, D. T. Son, A. O. Starinets, *Phys. Rev. Lett.*, 111601 (2005).
21. The Kovtun-Son-Starinets bound (20) has been found to be violated in certain strong coupled gauge theories [see (55)]. It would be interesting to determine whether
the quark-gluon plasma produced in experiments violates this bound.
22. K. Adcox et al.; PHENIX Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* 88, 022301 (2002).
23. J. Adams et al.; STAR Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* 91, 172302 (2003).
24. C. Adler et al., *Phys. Rev. Lett.* 90, 082302 (2003).

25. S. Afanasiev et al., PHENIX Collaboration, Measurement of direct photons in AuAu collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, arXiv:1205.5759 [nucl-ex]
26. B. Müller, J. Schukraft, B. Wyslouch, First Results from Pb+Pb collisions at the LHC, arXiv:1202.3233 [hep-ex].
27. H. Song, S. A. Bass, U. Heinz, Phys. Rev. C Nucl. Phys. 83, 054912 (2011).
28. S. Chatrchyan et al.; CMS Collaboration, Phys. Rev. C Nucl. Phys. 84, 024906 (2011).
29. S. Borsányi et al.; Wuppertal-Budapest Collaboration, J. High Energy Phys. 2010, 73 (2010).
30. H. Petersen, J. Steinheimer, G. Burau, M. Bleicher, H. Stöcker, Phys. Rev. C Nucl. Phys. 78, 044901 (2008).
31. J. M. Maldacena, Adv. Theor. Math. Phys. 2, 231 (1998).
32. O. Aharony, S. S. Gubser, J. M. Maldacena, H. Ooguri, Y. Oz, Phys. Rep. 323, 183 (2000).
33. M. Panero, Phys. Rev. Lett. 103, 232001 (2009).
34. S. Datta, S. Gupta, Phys. Rev. D Part. Fields Gravit. Cosmol. 82, 114505 (2010).
35. K. M. O'Hara, S. L. Hemmer, M. E. Gehm, S. R. Granade, J. E. Thomas, Science 298, 2179 (2002).
36. J. Kinast, S. L. Hemmer, M. E. Gehm, A. Turlapov, J. E. Thomas, Phys. Rev. Lett. 92, 150402 (2004).
37. C. Cao et al., Science 331, 58 (2011).
38. S. Sachdev, Annu. Rev. Con. Mat. Phys. 3, 9 (2012).
39. S. Hartnoll, Science 322, 1639 (2008).
40. C.L.Chan et al., Dusty plasma liquids, arXiv:physics/0410042 [physics.plasm-ph].
41. V. Balasubramanian et al., Phys. Rev. Lett. 106, 191601 (2011).

42. P. M. Chesler, L. G. Yaffe, Phys. Rev. Lett. 106, 021601 (2011).
43. M. Asakawa, T. Hatsuda, Phys. Rev. Lett. 92, 012001 (2004).
44. S. Datta, F. Karsch, P. Petreczky, I. Wetzorke, Phys. Rev. D Part. Fields Gravit. Cosmol. 69, 094507 (2004).
45. H.-T. Ding et al., Proc. Sci. LATTICE 2010, 180 (2010);
46. D. Sarmah, M. Tassarotto, M. Salimullah, Phys. Scr. 74, 288 (2006).
47. B. Alessandro et al.; NA50 Collaboration, Eur. Phys. J. C 39, 335 (2005).
48. A. Adare et al.; PHENIX Collaboration, Phys. Rev. C Nucl. Phys. 84, 054912 (2011).
49. G. Aad et al.; ATLAS Collaboration, Phys. Lett. B 697, 294 (2011).
50. S. Chatrchyan et al., CMS Collaboration, J. High Energy Phys. 1205, 063 (2012).
51. B. Abelev et al., ALICE Collaboration, J/y production at low transverse momentum in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, arXiv:1202.1383 [hep-ex].
52. A. Adare et al.; PHENIX Collaboration, Phys. Rev. Lett. 98, 172301 (2007).
53. B. I. Abelev et al.; STAR Collaboration, Phys. Rev. C Nucl. Phys. 81, 024911 (2010)
54. L. McLerran, Nucl. Phys. A. 752, 355 (2005).
55. Y. Kats, P. Petrov, J. High Energy Phys. 2009, 044 (2009)
56. B. Alver et al., Phys. Rev. C Nucl. Phys. 77, 014906 (2008).
57. B. Alver, G. Roland, Phys. Rev. C Nucl. Phys. 81, 054905 (2010).
58. A. Adare et al.; PHENIX Collaboration, Phys. Rev. Lett. 101, 232301 (2008)