

# **Взрыв горячей ядерной материи**

## **В.Л. Коротких**

перевод статьи в журнале *Science* 337, 310 (2012);

**Barbara V. Jacak and Berndt Müller**  
**The Exploration of Hot Nuclear Matter**

### **Abstract**

When nuclear matter is heated beyond 2 trillion degrees, it becomes a strongly coupled plasma of quarks and gluons. Experiments using highly energetic collisions between heavy nuclei have revealed that this new state of matter is a nearly ideal, highly opaque liquid. A description based on string theory and black holes in five dimensions has made the quark-gluon plasma an archetypical strongly coupled quantum system. Open questions about the structure and theory of the quark-gluon plasma are under active investigation. Many of the insights are also relevant to ultracold fermionic atoms and strongly correlated condensed matter.

### **Аннотация**

Когда ядерная материя нагревается до 2-х триллионов градусов, она становится сильно связанной плазмой кварков и глюонов. Эксперименты, использующие столкновения между высокоэнергетическими 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 архетипичной сильно связанной квантовой системой. Открытые вопросы о структуре и теории кварк-глюонной плазмы находятся под пристальным вниманием и активно исследуются. Многие новые подходы предлагают рассматривать КГП как систему ультра-холодных фермионных атомов и сильно коррелированную конденсированную материю.

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 в ранняя Вселенная была чрезвычайно горячей (3). Её температура превышала 150 МэВ (около  $2 \times 10^{12}$  К) вплоть до 10 микросекунд после Большого Взрыва. КХД предсказывает, что при таких условиях достаточно для существования кварк-глюонной плазмы (КГП) (см. Рис.1)

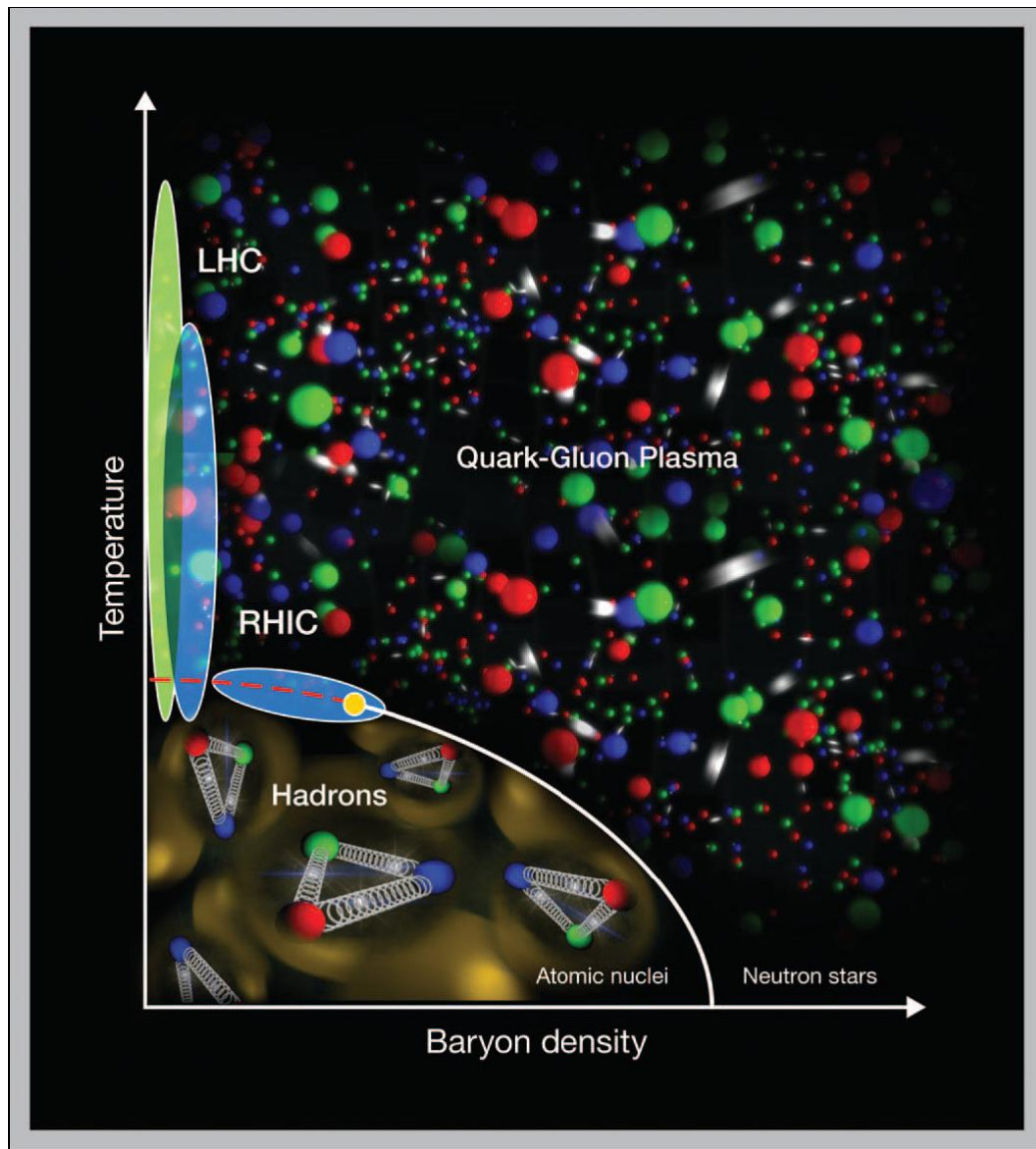


Рис.1 Фазовая диаграмм КЧД материи в плоскости температура – барионная плотность. Барионы – адроны, содержащие 3 валентных кварка (протоны и нейтроны, – обычная материя) показаны внизу слева. Цветные шарики – индивидуальные кварки, которые не связаны между собой в кварк-глюонной плазме. RHIC (синий овал)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

Понимание эволюции нашей Вселенной требует знания структуры и динамики КГП. Хотя численное моделирование свойств горячей КХД материи в термодинамическом равновесии за последние 30 лет сделало большой прогресс (4), динамические свойства КГП 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 КГП в лабораторных условиях, хотя и на очень краткое мгновение.

#### Открытия последнего десятилетия

На коллайдере релятивистских тяжёлых ионов (RHIC) в Брукгейновской национальной лаборатории США КГП изучается с 2000 года. Два пучка тяжёлых ионов на RHIC сталкиваются друг с другом при энергии 100 ГэВ на нуклон. Протон -

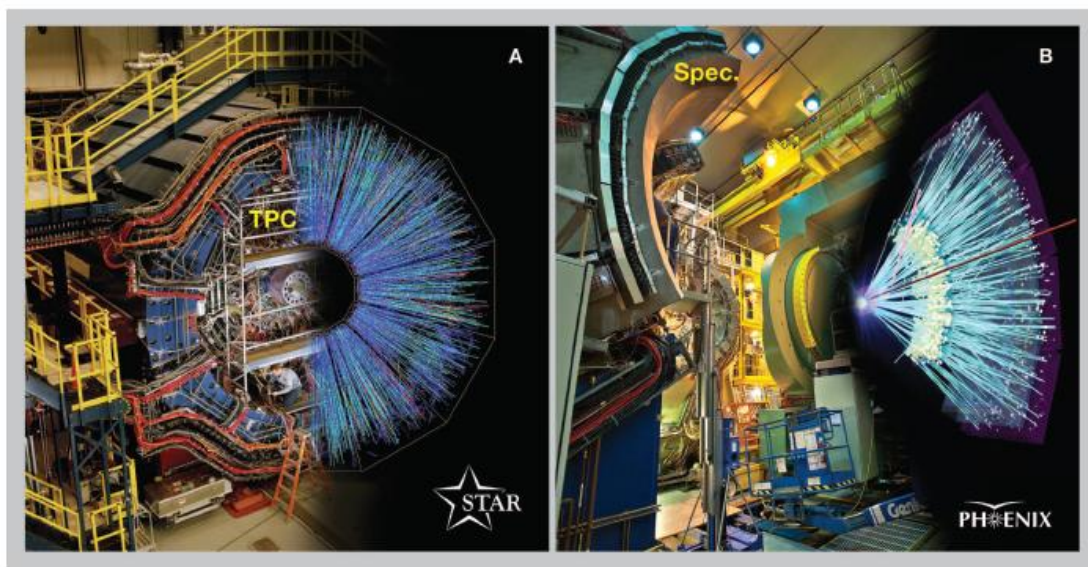
протонные (p+p) и дейтрон – золото (d+Au) столкновения обеспечивают контроль измерений в условиях, когда КГП не образуется. Начальная температура, достигнутая в столкновениях ядер золота (Au+Au), находится в интервале 300-600 МэВ (5) заметно выше температуры КХД фазового перехода ~ 150 МэВ (6).

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

Сегодня две больших экспериментальных установки, созданные международными коллективами учёных, PHENIX и STAR (Рис.2) 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 в PHENIX и STAR возможности 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).

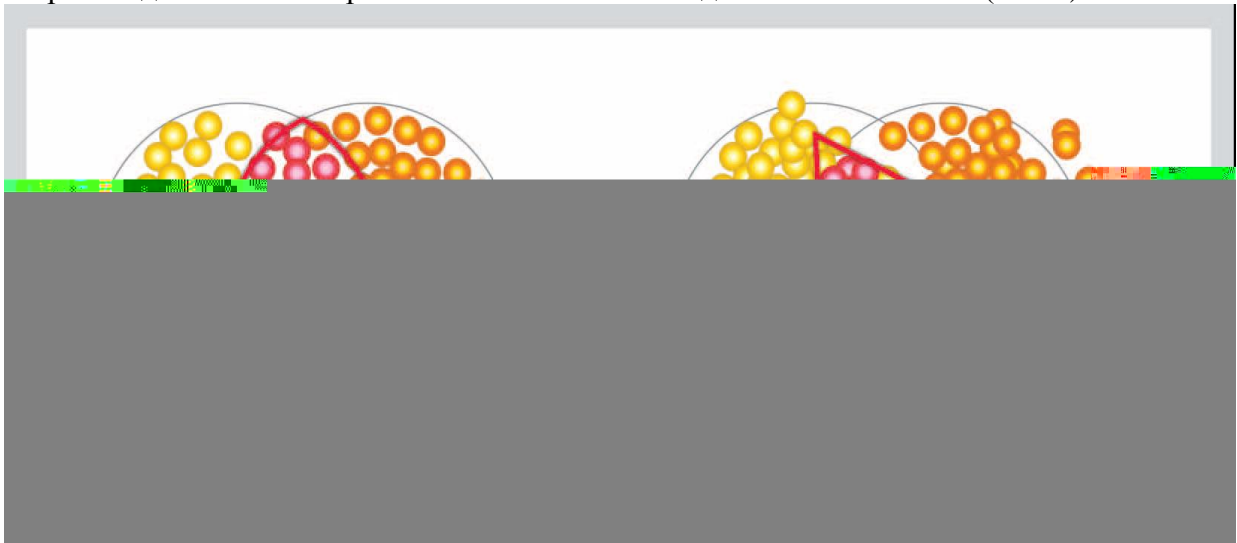


**Рис.2** (А) Детектор STAR имеет времени-пролётную камеру (TPC), которая является существенно 3-х мерной цифровой камерой, чтобы измерять траектории частиц в каждом столкновении. Окружающие детекторы идентифицируют адроны и электроны с большими импульсами. STAR имеет большой акцептанс и это позволяет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

Амплитуда эллиптического потока растёт с увеличением прицельного параметра из-за того, что область перекрытия двух ядер становится более асимметричной (Рис.3,

левой). Динамика плазмы при  $e1$  расширении переводит пространственную асимметрию начального состояния в анизотропию распределения импульсов частиц. Высокие компоненты Фурье углового распределения также наблюдаются в корреляционных данных. Они появляются главным образом из-за флуктуаций начального расположения нуклонов в области перекрытия двух ядер (Рис.3, правый).

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).

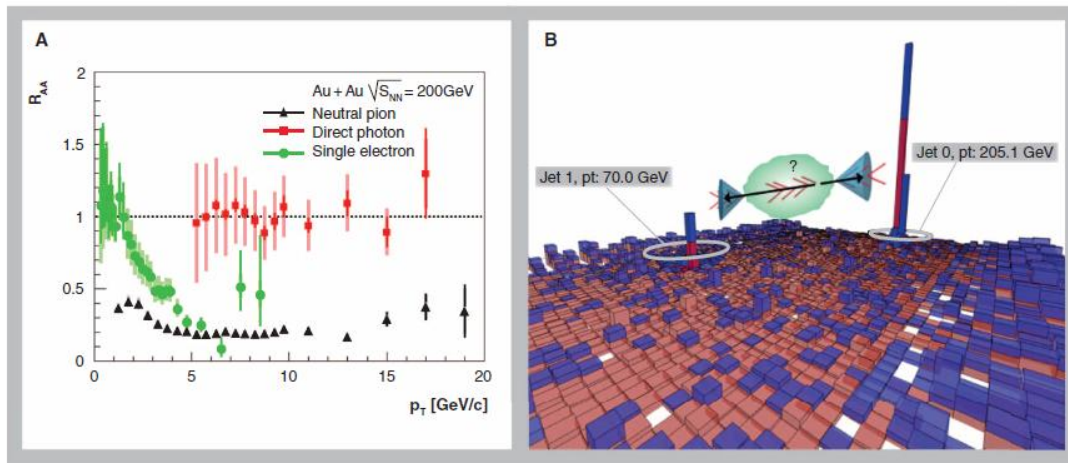


**Рис.3.** Эллиптический (слева) (56) и треугольный (справа) (57) потоки возникают от асимметричного расположения участвующих нуклонов (жёлтый и оранжевый цвета, красный цвет – нуклоны в области перекрытия двух ядер). Рисунок из работы (56,57)

Квантовая механика даёт нижний предел сдвиговой вязкости  $\eta$  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  $\eta/s = (1-2)\hbar/4\pi k_B$  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 двигаются сильно коррелированным образом. Жидкость по своим свойствам находится между газом и кристаллической структурой, проявляя очень малую сдвиговую вязкость и её частицы двигаются свободнее между собой. Такая ситуация может быть в КГП.

Квантовая механика даёт нижний предел сдвиговой вязкости  $\eta$  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  $\eta/s = (1-2)\hbar/4\pi k_B$  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 двигаются сильно коррелированным образом. Жидкость по своим свойствам находится между газом и кристаллической структурой, проявляя очень малую сдвиговую вязкость и её частицы двигаются свободнее между собой. Такая ситуация может быть в КГП.



**Рис.4. (А)** Отношение выходов адронов, приходящихся на один нуклон, в Au+Au к p+p 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 (зеленым цветом, чёрные 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 перпендикуляру к изображённой плоскости. Это событие выбрано по струе справа. Из рисунка видно, что струя слева потеряла много энергии. (58)

Первые результаты по столкновению ядер Pb+Pb при энергии почти в 14 раз большей на Большом Адронном Коллайдере (БАК) в CERN-е подтверждает физическую картину, открытую в данных RHIC (26). Начальная температура на БАК приблизительно на 30% выше. Расчёт в гидродинамической модели даёт почти то же самое значение вязкости  $\eta/s$  как на RHIC (27). Горячая КГП, рождённая на БАК также сильно связанная. Измерение погашения струй на БАК наблюдается в протяжённой области по кинематики на фактор в 5 раз больше. Наблюдается линейный, слегка медленный рост непрозрачности с ростом плотности материи. Высокая энергия БАК рождает высоко энергетические 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 энергетические 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 и мезонов, которые содержат тяжёлые кварки, также выше на БАК. Кроме того, бозон становится доступен как новый электро-слабый тест КГП. Эти результаты для «внешних» тестов могут быть разумно хорошо воспроизведены экстраполяцией данных RHIC.

## Теоретические инструменты

Ключевыми теоретическими инструментами для описания свойств КПП 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 - временную решётку. Достижения в алгоритмах и компьютерные возможности теперь позволяют моделировать вычисления с физическими массами кварков. Эти вычисления одновременно очень громоздки и достаточно точные, 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 КПП.

Транспортная теория описывает переход глюонных полей в налетающих ядрах в термальную КХД материю, во взрывчатое расширение КПП, 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-ой и 3-ей 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 слабо связанными гравитационными теориями, может пролить свет на динамические свойства квантовых inviscid жидкостей. Дуальность струнной теории в анти-де Ситтер (AdS) пространстве с conformal квантовой полевой теорией (CFT) даёт точное описание некоторых сильно связанных систем.

Формализм, известный как AdA/CFT (correspondence) аналогия 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 (furnishes) даёт реальное описание при сильной связи, когда кинетическая теория не работает. К сожалению, связь истинной КХД не такая сильная, как это требуется для строгих применений AdA/CFT дуальности. В настоящее время негравитационная дуальность истинной КХД не известна и не известно, существует ли она вообще.

### **Перекры́стные связи идей (*interconnectin*)**

Понимание сильной связи или сильно коррелированных систем – передний фронт интеллектуальных усилий в физике множественных суб-полей (*subfields*). Один из примеров – ультра-холодные 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  $\eta$  и энтропия  $s$  для этой системы могут быть померены отдельно, показывая падение  $\eta/s$  с уменьшением температуры. При очень низких температурах отношение  $\eta/s$  достигает 4-х кратный квантовый предел (37) только в два раза больший, 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 соответствующей физике плазмы изучают теплую плотную материю и пыльные плазмы (40), находящихся в астрофизических средах, таких как кольца Сатурна, и их термоядерное расплавление. В этих теориях отношение  $\Gamma$  потенциала к кинетической энергии большое, предполагающее сильную связь. При достаточно больших  $\Gamma$  такие плазмы могут кристаллизоваться. Их сдвиговая вязкость имеет минимум при определённом  $\Gamma$ , где доминирующий механизм передачи импульсов изменяется от баллистического квазичастичного движения к некоторой форме коллективного движения.

Преимуществом 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 позволяет *ab initio* 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. Следуя во времени исследований 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 долго живущими коллективными возбуждениями? Как эта сильная связь приводит к цветовому экранированию? Существует ли характерная длина экранирования и если да, то какова она? Какой механизм взаимодействия между партоном и плазмой и как 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 сильно связанной 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 кварко-подобные составляющие при температурах выше критической  $T_c$ , необходимой для образования КПП. Однако они не объясняют динамические свойства плазмы и не несут информации о наличии или отсутствии движения квазичастиц.

Энергетические потери тяжёлых кварков чувствительны к спектру возбуждений КПП 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 вязки 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 КПП цвет экранируется по аналогии с электромагнитным Дебаевским экранированием, наблюдаемым в соответствующих плазмах. Решётчатая КХД показывает, что выше  $T_c$  экранирование цвета не полное (43-45); частичное экранирование есть характеристика сильно связанных плазм (46). Экранирование в КПП может быть протестировано экспериментально измерением собственной скорости состояний с тяжёлыми кварками.

Очарованные и боттониум кварки рождаются парами, которые некоторое время остаются связанными и детектируются как тяжёлые мезоны, называемые кваркониями. Мезоны  $J/\psi$  и  $\psi'$  составлены из очарованных кварков, а Упсилон мезоны  $\Upsilon$  состоят из боттониум кварков. Малые размеры этих мезонов позволяет им существовать в КПП из-за экранирования, действующего на расстояниях большего размера. Кварконии имеют различные возбуждённые состояния с разными энергиями связи; более тяжёлые мезоны связана сильнее и легче экранируются в КПП. В самом деле, подавление очарованных кваркониев в КПП по сравнению с  $p+p$  столкновениями уже наблюдалось (47-51). Возможно сделать определённые выводы из цветового экранирования с 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  $p(d) + \text{ядро}$  столкновениях вместе с теоретическим изучением цветового экранирования в расширяющейся плазме.

Высоко энергетические 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 брештралюнду 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 диссипирует 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 чармированных кварков от более тяжёлых боттом-кварков является ключевой экспериментальной целью.



## Взгляд вперед для коллайдеров RHIC и LHC.

Недавнее обновление увеличивают светимость и набор доступных разных 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 микро-вершинных детекторов для прецизионных измерений тяжёлых кварков по их распадам. Это позволит разделить чармированные кварки от боттониум 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. U+U 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 RHIC поляризованными  $p+p$  столкновениями 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 кваркониумов в широком акцептансе 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 нуклон – 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 шкаде 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 высоко-энергетические струи на LHC дадут информацию об энергетической зависимости взаимодействия партон 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 КГП. 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 партон 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 ЛНС сильнее, чем на RHIC, так как более пары тяжёлых кварков рождаются в каждом столкновении. Высокая статистика спектроскопии  $\Upsilon$  состояний позволит сравнить цветное экранирование при различных температурах.

Вызывающие 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 цветного 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 позволит поставить скобки 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 сильно связанных систем.

В изучении взрыва горячей КХД материи сделан громадный прогресс в последнюю декаду. Эксперименты открыли новую высоко температурную фазу – сильно связанную КГП, которая продолжает существовать при самых высоких пробах 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 следующей декаде. 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 Au + Au collisions at SNN  $p = 200$  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); [http://pos.sissa.it/archive/conferences/105/180/Lattice%202010\\_180.pdf](http://pos.sissa.it/archive/conferences/105/180/Lattice%202010_180.pdf).
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  $\sqrt{S_{NN}} p = 2.76$  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)