

Глава 10. Итоги экспериментов по физике тяжёлых ионов за 30-летний период

Почти три десятилетия назад, осенью 1986 года, эпоха экспериментальной физики столкновений ультрарелятивистских ионов [1] стартовала одновременно на ускорителях SPS (Super Proton Synchrotron) в ЦЕРНе и на AGS (Super Proton Synchrotron) в Брукхэйвене (США) с ионом кислорода при фиксированных мишенях с энергиями 200 ГэВ/А и 14.6 ГэВ/А соответственно. Событием стало заявление учёных ЦЕРНа [2, 3] о том, что «... анализируя данные, физики попытались выяснить, образуется ли действительно знаменитая кварк-глюонная плазма». Дальнейшее продвижение было более сложным и трудным, но и гораздо более интересным и полезным, чем кто-либо мог ожидать, со многими завихрениями, тупиками и нескончаемой чередой сюрпризов. Сейчас, через 30 лет, появилась хорошая возможность оглянуться назад и упомянуть несколько основных результатов в каждом периоде исследований: «фиксированная мишень», «RHIC», «LHC», а также задать ключевые вопросы, на которые ещё предстоит ответить.

Среди основных результатов первого периода было **увеличение выхода странности**, как предсказывалось для термально рождённой материи КГП, **аномальное подавление J/ψ** , ожидаемое как сигнал деконфайнмента (глава 6) и **усиление выхода лептонных пар малой массы** вблизи области массы ρ -мезона, потенциально указывающее на начало восстановления киральной симметрии (глава 5). Хотя эти утверждения не были единогласно приняты в то время, но оглядываясь назад, можно сказать, что все результаты выдержали проверку временем. В последующие годы они были подтверждены и улучшены как на

SPS (в частности, при малых массах лептонной пары [4]) и при сканировании энергии пучка на RHIC [5]. Однако это было не совсем то представление о КГП, которое принято в настоящее время. «Новое состояние материи» было чем-то вроде предсказанной кварк-глюонной плазмы в виде квазисвободного газа слабо взаимодействующих партонов.

Среди многих поразительных результатов, полученных на RHIC, стал постоянно растущий **эллиптический поток** v_2 , достигающий того, что считалось максимально возможным значением для идеальной жидкости с исчезающей сдвиговой вязкостью (глава 4).

Значения v_2 измерялись в различных экспериментах. При высоких энергиях он максимален в экспериментах ATLAS, CMS и ALICE на LHC (рис. 10.1).

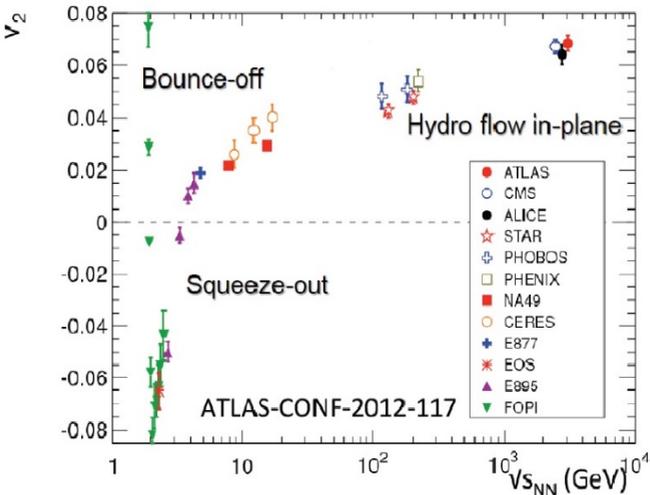


Рис. 10.1 Параметр эллиптического потока при разных энергиях столкновения тяжёлых ионов.

Другим ярким эффектом было обнаружение **подавления интенсивности выхода частиц на пару нуклонов при больших p_T** , вызванное потерей энергии (гашением струй) в горячем и плотном веществе (глава 5). Эти результаты показали, что «Новый мир КГП» был на самом деле «*..состоянием горячей, плотной материи, ...совсем другим и даже более замечательным, чем было ранее предсказано.*» [6], и, таким образом, физическое сообщество пришло к современной модели физики тяжёлых ионов. Новая материя была названа sQGP (strongly QGP) как сильно взаимодействующая кварк-глюонная плазма – (почти) идеальная жидкость с минимальной вязкостью.

Считалось, что достоинства Большого адронного коллайдера (LHC) будут связаны главным образом с прецизионными измерениями жёстких тестов [6], с его высокой светимостью и высокой энергией. Но результаты LHC в секторе «мягких» взаимодействий оказались очень значительными и неожиданными. После старта в 2010 году [7], эксперименты на LHC быстро переоткрыли и подтвердили некоторые из основных результатов RHIC.

Сравнение кумулянтов азимутальной анизотропии с данными LHC и RHIC в наиболее разработанной модели (pQCD + глюонное насыщение + гидродинамическая модель) представлено на рис. 10.2 [доклад K.J. Escola на QM2017].

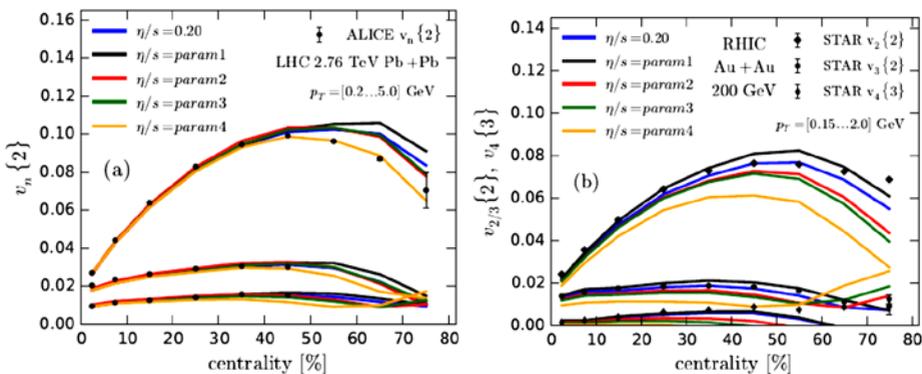


Рис. 10.2. Кумулянты $v_n\{k\}$ в зависимости от центральности (точки – эксперимент, кривые – теория) при разной параметризации сдвиговой вязкости $\eta/s(T)$ от температуры КГП из работы [H.Niemi et al., Phys.Rev.C93(2016)024907].

Описание данных для двух энергий $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ и 200 ГэВ в гидродинамической модели с вязкостью очень хорошее и лучше соответствует не зависящему от времени значению вязкости $\eta/s = 0.2$. **Совпадение значений азимутальных гармоник между экспериментом и теорией, часто на уровне меньше нескольких процентов, даже для самых «загадочных» многочастичных корреляций высшего порядка совершенно удивительно.**

Возрастающая точность, а также новые наблюдаемые данные и анализ такими методами как многопараметрические подгонки привели к значительному улучшению теории sQGP, например, к повышению точности измерения сдвиговой и объёмной вязкости, к уточнению детальной пространственной структуры начального состояния КГП.

Иллюстрация повышения точности измерения вязкости приведена на рис. 10.3.

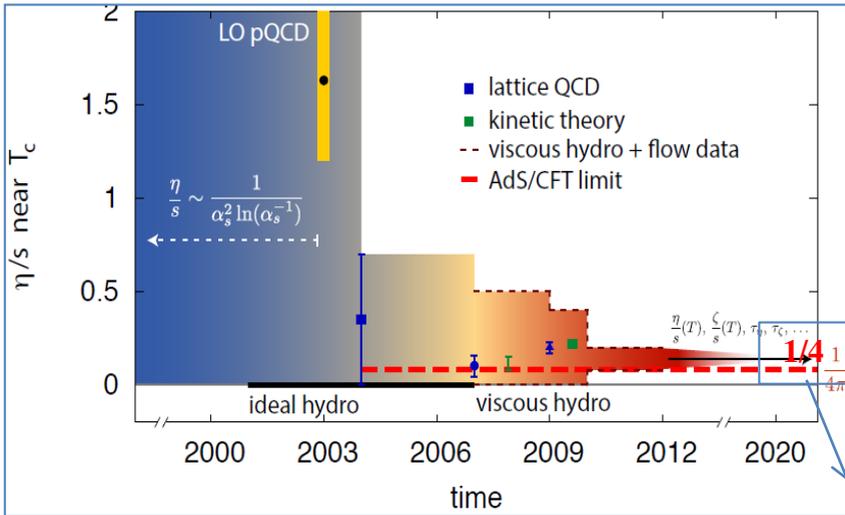


Рис. 10.3. Изменение точности сдвиговой вязкости QGP со временем измерения.

Первое открытие ЛНС и, возможно, все ещё самое неожиданное, было объявлено в 2010 году, когда CMS коллаборация представила доказательство длиннодействующих, близлежащих корреляций частиц (Ридж-эффект) в pp -столкновениях.

Ридж-эффект – протяжённая структура по $\Delta\eta$ при $\Delta\phi \approx 0$ в pp -столкновениях (рис. 10.4).

Сигнал был настолько неожиданным, что представитель CMS в то время объявил об этом с предупреждением «... нам не удалось его убить, и поэтому мы обнаружим наши выводы для тщательного изучения научным сообществом...» [8].

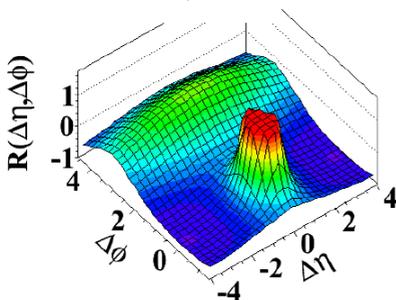


Results for intermediate p_T : 1-3 GeV/c

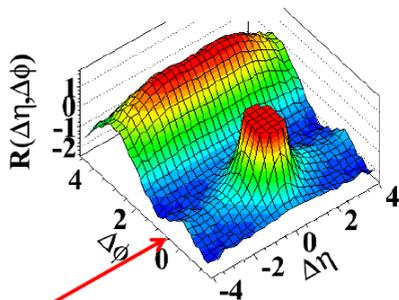
Minimum Bias
no cut on multiplicity

High multiplicity data set
and $N > 110$

(b) MinBias, $1.0 \text{ GeV}/c < p_T < 3.0 \text{ GeV}/c$



(d) $N > 110$, $1.0 \text{ GeV}/c < p_T < 3.0 \text{ GeV}/c$



New “ridge-like” structure extending to large $\Delta\eta$ at $\Delta\phi \sim 0$

Рис. 10.4. Двумерное распределение разности углов двух частиц в рр-столкновениях до (слева) и после (справа) отбора событий с высокой множественностью $N > 110$ в эксперименте CMS LHC при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Отбор событий с высокой множественностью оказался решающим фактором в обнаружении Ридж-эффекта – протяжённой структуры по $\Delta\eta$ при $\Delta\phi \approx 0$.

Открытие породило массу теоретических объяснений [9,10], охватывающих всю гамму предположений от априори очень маловероятных, до очень странных. Сегодня остаются два серьёзных «претендента»: 1) квантовые корреляции начального состояния в модели глюонного насыщения и 2) взаимодействия в конечном состоянии, приводящие к коллективному потоку, описываемые гидродинамикой.

Во многом отвергнутый как необъяснимый курьёз «хребет» вернулся через два года с удвоенной силой в рРb-столкновениях. Его больше нельзя игнорировать так же, как и всю технику исследований, разработанную для изучения явления коллективности в ядерных столкновениях, связанную с этим явлением. На сегодняшний день все результаты чётко и недвусмысленно указывают на новый физический эффект.

Это исследование подтолкнуло к получению информации в зависимости от множественности частиц как к естественной характеристике сильных взаимодействий (глава 8). Оказалось, что при достаточно большой множественности Ридж-эффект проявляется в столкновениях таких разных систем, как **pp**, **pPb** и **PbPb** (рис. 10.5).

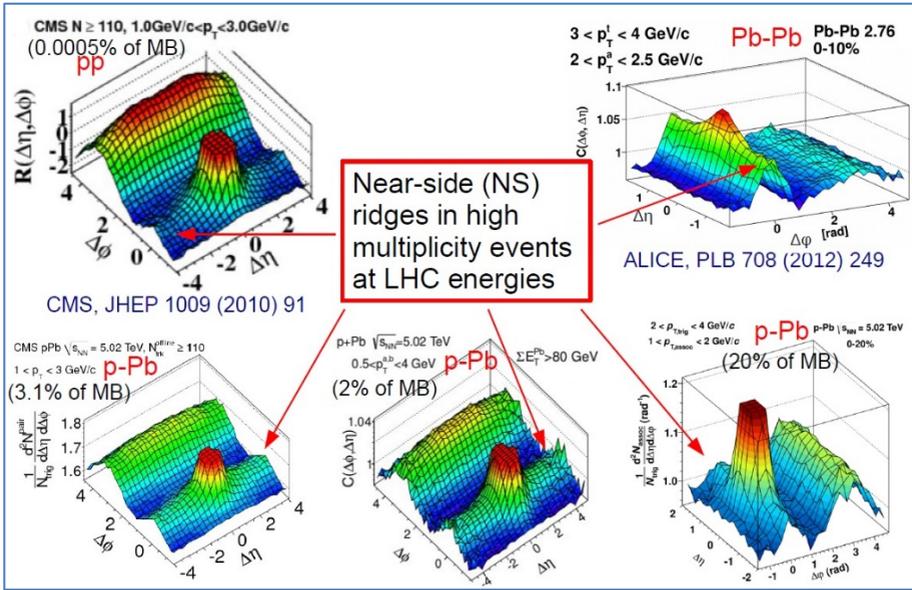


Рис. 10.5. Ридж-эффекта в pp-, PbPb- и pPb-столкновениях на LHC.

Проявление потоковых эффектов частиц в pp- и pPb-столкновениях свидетельствуют о гидродинамическом разлёте частиц из сгустка КГП материи в этих столкновениях так же, как в PbPb-соударениях.

Даже такие ультрачувствительные характеристики как кумулянты высокого порядка, учитывающие корреляцию многих частиц, дают при высокой множественности близкие результаты в pp-, pPb- и PbPb-столкновениях (рис. 10.6).

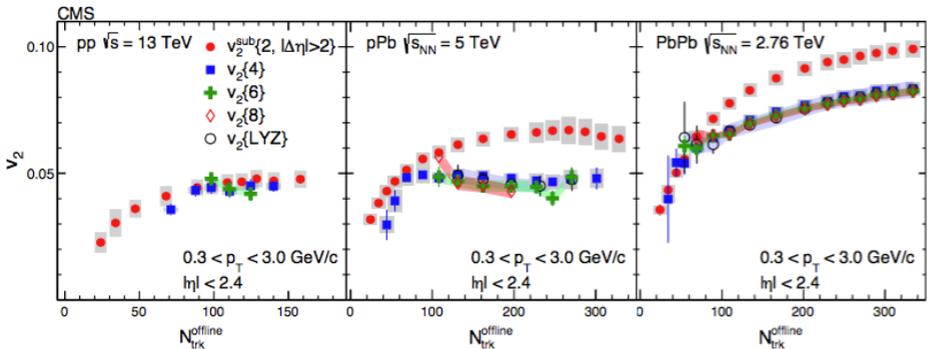


Рис. 10.6. Кумулянты второго и более высокого порядка в pp-, pPb- и PbPb-столкновениях (слева направо).

Оказалось, что при достаточно большой множественности параметры $v_2(n)$ эллиптической азимутальной анизотропии высокого порядка n близки между собой в столкновениях разных систем (рис. 10.5) [CMS-HIN-14-006, Phys.Rev.Lett.115(2015), n1,012301]. Это дало основание говорить об одинаковом эффекте коллективного движения (collectivity) частиц, образованных с большой множественностью при столкновении разных нуклонных систем.

Удивителен также эффект кваркового скейлинга (глава 4), измеренного с высокой точностью (менее 2%) при $KE_T/n_q > 0.2$ ГэВ/с для идентифицированных частиц в столкновениях рРb (рис. 10.7).

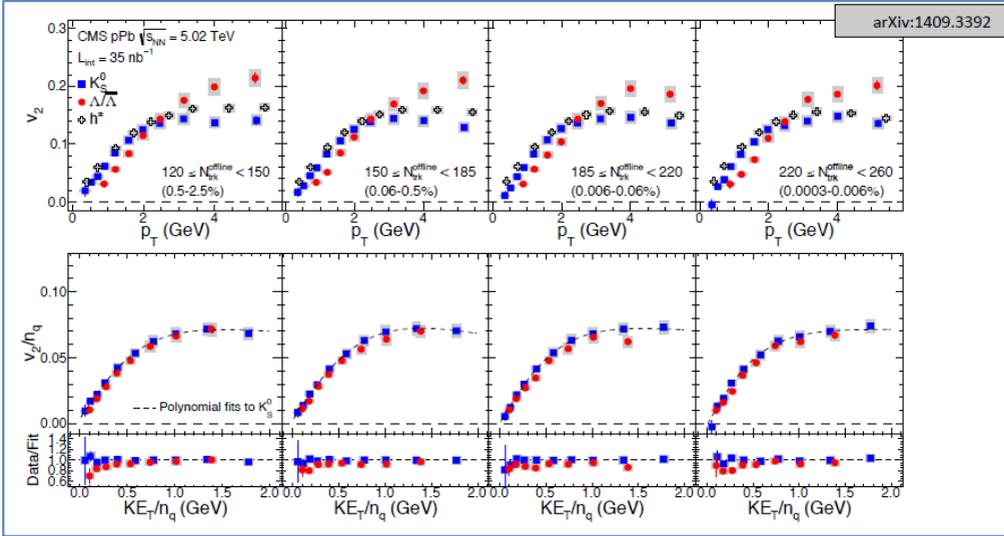


Рис. 10.7. Эллиптический азимутальный параметр v_2 в протон-ядерном столкновении в зависимости от p_T и его отношение v_2/n_q к числу кварков n_q от отношения кинетической энергии к числу кварков KE_T/n_q в эксперименте CMS LHC [CMS, Phys.Lett. B742 (2015) 200, arXiv:1409.3392].

Эффект кваркового скейлинга может служить указанием на проявление кварковых степеней свободы в КПП, а большие значения параметра эллиптического потока v_2 для рРb, близкие к параметру в РbРb, свидетельствуют о коллективном движении частиц в рРb-столкновении.

Измерения в так называемом контрольном эксперименте ядерного модифицированного фактора R_{pPb} , близкого к единице,

(глава 5) говорят о том, что не происходит подавления частиц в pPb-столкновении, т.е., возможно, не образуется плотная объёмная партонная среда. И пока не ясно, какой механизм ответственен за коллективный поток или же по каким причинам партоны в pPb-столкновении не испытывают подавления или не успевают провзаимодействовать с КГП средой за счёт сильного взаимодействия.

Пока нет устоявшихся теорий, описывающих разницу в pPb- и в PbPb-столкновениях. Одна из них [*G.Bazar et al., Phys.Rev. C90 (2014) 5, 0549036, arXiv:1312.6770*] претендует на объяснение эффекта отсутствия подавления частиц в pPb-столкновении. Авторы исходят из кластерной модели, в которой число частиц пропорционально числу кластеров. Считается, что для интегральных гармоник $v_n \sim k_n \cdot \epsilon_n$. Коэффициент пропорциональности k_n в модели зависит только от отношения l_{mfp} / L длины пробега партона в среде l_{mfp} к размеру системы L . Тогда с учётом разной геометрии в pA и AA столкновениях модель описывает зависимость гармоник v_2 и v_3 от множественности.

Если длина формирования радиации глюонов l_{form} больше длины пробега, т.е. $l_{form} > l_{mfp}$, то действует мягкий режим потерь $\Delta E \approx L^1$, если $l_{form} < l_{mfp}$, то действует глубокий режим $\Delta E \approx L^2$. Существует граничная энергия E_{cr} для излучения радиации. Для pA и AA они соотносятся следующим образом в зависимости от размеров системы L_{AA} или L_{pA} области КГП

$$E_{cr,pA} = k \times E_{cr,AA}, \quad k = \frac{L_{AA}}{L_{pA}}.$$

При очевидно большом k в протон-ядерном столкновении граничная энергия $E_{cr,pA} > E_{cr,AA}$ и поэтому не наступает глубокий режим потери энергии. В рА-столкновении нет подавления частиц. Глубокий режим усиливается с ростом энергии партона и можно ожидать, что при более высоких энергиях столкновения подавление спектра частиц и струй будет наблюдаться в рА-столкновении.

Наиболее впечатляющим результатом подавления интенсивности выхода частиц является относительное уменьшение выхода возбуждённых состояний ипсилон-резонансов $Y(nS)$ (рис. 10. 8).

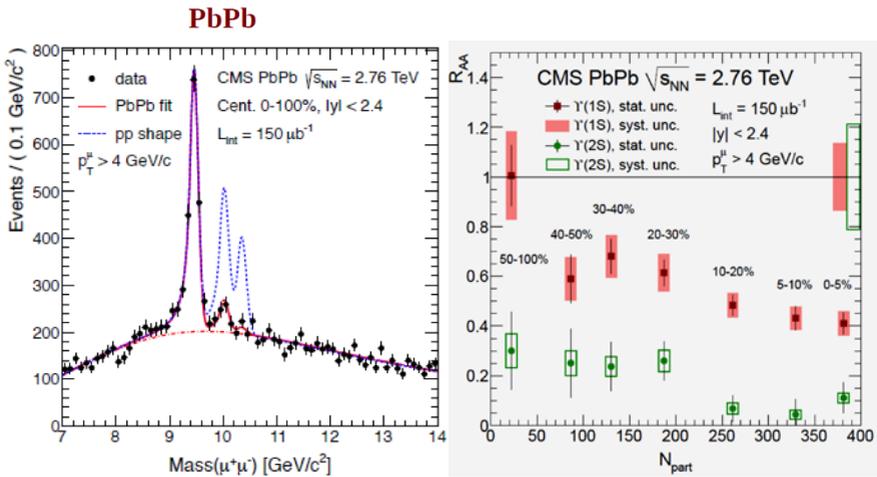


Рис. 10.8. Сравнение интенсивности выхода $Y(1S)$, $Y(2S)$ и $Y(3S)$ (слева) в pp (пунктир) и в $PbPb$ (сплошная кривая) и ядерный модифицированный фактор для $Y(1S)$, $Y(2S)$ мезонов (справа) в эксперименте CMS LHC при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ, [CMS, Phys.Rev.Lett.109(2012)222301, arXiv:1208.2826].

Подавление первого возбуждённого $Y(2S)$ в пять раз, второго $Y(3S)$ в 16 раз (при 95% C.L.) очевидны и значительны (см. ниже). Это свидетельствует о проявлении деконфайнмента в среде КГП, в которой возбуждённые ипсилон резонансы расплавляются.

$$\begin{aligned} [Y(2S)/Y(1S)]_{PbPb} / [Y(2S)/Y(1S)]_{pp} &= 0.21 \pm 0.07 \pm 0.02 \\ [Y(3S)/Y(1S)]_{d,d} / [Y(3S)/Y(1S)]_{nn} &= 0.06 \pm 0.06 \pm 0.06 (< 0.17, 95\% C.L.) \end{aligned}$$

Не предсказанным заранее оказалось проявление коллективного потока при столкновении малых нуклонных систем дейтрона d и гелия He с тяжёлыми ядрами.

Корреляции, наблюдаемые в соударениях pp , pA , dA , HeA действительно коллективны и несут все признаки гидродинамического потока, ранее наблюдавшегося только в ядерных столкновениях (высокий гармонический азимутальный поток, дифференциальная зависимость потока от p_T и массы частиц, выполнение факторизации, корреляции гармоник, зависимость от множественности). Критическим тестом и триумфом гидродинамического объяснения было измерение корреляций с использованием ионов d и 3He на RHIC как пример конкретной геометрии исходного состояния. Компоненты потока второй и третьей гармоник были точно такими же, как и предсказывалось гидродинамическими моделями.

Параллельно появились другие результаты, которые в прошлом были связаны исключительно с ядерными столкновениями. Образование горячей/плотной материи найдено в реакциях pp и pA : от усиления странности и увеличения термального образования частиц до измерения радиусов НВТ, включая p_T -спектры, которые точно масштабируются по множественности, массе частиц и/или импульсу, как и ожидалось

для системы, подвергающейся коллективному расширению и охлаждению [10, 11, 12]. Заметное исключение остаётся в измерении эффекта погашения струй (подавления при высоких pt), что при современных экспериментальных неопределённостях порядка 10-20% нигде не найдено в pPb -столкновении. Все другие явления, в том числе эллиптические потоки, развиваются плавно и без какого-либо видимого порога, начиная с множественностей равных множественности в pp без накладывания ограничений [1].

Было бы не трудно представить себе гидродинамическое поведение не только в малых и плотных системах, но и в малых и рыхлых системах (число столкновений/число частиц $\ll 1$), где считается, что гидродинамика находится вне пределов её применимости [13]. Гидродинамические расчёты могут использоваться в любых небольших системах вплоть до pp -столкновений. Они фактически дают очень последовательные и согласованные результаты в соответствии с экспериментальными данными [14]. Но дебаты продолжаются и должны продолжаться, пока мы не поймём причины и действительную динамику того, чем объясняется необоснованно успешная модель гидродинамики.

Исследование динамики должно заключаться в проверке того, насколько хорошо микроскопические транспортные модели описывают как большие/плотные, так и малые/рыхлые системы, и переход между ними. Одна из широко используемых транспортных моделей – модель партонных взаимодействий АМРТ [15, 19] – может воспроизводить на удивление хорошо большинство двух и многочастичные корреляции для всех pA и AA систем как на RHIC, так и на LHC (эта модель менее хороша в описании спектров pt и соотношений выхода частиц). Кроме того, используя разумную, если не единственно возможную, геометрию

начального состояния, которая, тем не менее, включает E_v -by- E_v флуктуации задолго до того, как они были признаны важными [16], эта модель хорошо описывает данные. АМРТ содержит плотное начальное партонное состояние с довольно упрощённой, но очень эффективной фазой рассеяния партонов с последующей адронизацией в процессе коалесценции и включением адронного газа. Её удивительный успех в описании коллективных сигналов в АА-столкновениях, несмотря на очевидную простоту и теоретические недостатки, были связаны с некоторого рода дуальностью, так как гидросистема появляется как статистический длинноволновый предел сильновзаимодействующей микроскопической теории и в значительной степени независимой специфической реализацией микроскопической динамики. Восприятие АМРТ как уважаемой транспортной модели, заменяющей плохую гидродинамику в теории, на практике изменилось, когда было осознано, что способ генерации азимутального «потока» в АМРТ очень далёк от потока, управляемого гидродинамическим пределом, по крайней мере в столкновениях рыхлых систем, таких как рА или даже в периферийных АА-столкновениях [17].

Прямой механизм партонных взаимодействий в АМРТ прекрасно работает даже для очень рыхлых систем, где большинство частиц «испускаются» без взаимодействия, так как оставшиеся немногие, хотя и разбросанные, все же принимают верный образ начальной плотности материи, правда с очень низким контрастом. Заметим, что даже для очень рыхлых систем, томография плотности, реализованная АМРТ, остаётся полностью коллективной (плотность на выходе зависит от одночастичного углового распределения, что является необходимым и

достаточным условием коллективности) и, по-видимому, достаточно хорошо воспроизводит не только различные гармоники потока, но и более сложные гидродинамические сигналы, такие как амплитудные корреляции и корреляции плоскостей события или нелинейные моды смешивания. В настоящее время неясно, томография давления, как подразумевается гидродинамикой, томография плотности, как это подразумевается в АМРТ – это две стороны одной и той же медали или два разных физических механизма с различными наблюдаемыми последствиями.

Очевидно, что все адронные реакции, если они измерены с соответствующей точностью, показывают коллективные черты, которые качественно неотличимы от гидродинамического потока, и количественно масштабируются с множественностью dN/dy как и ожидалось.

В любом случае, старая парадигма, в которой мы изучали свойства горячей и плотной материи при столкновениях тяжёлых ионов, а холодное ядерное вещество в рА- и рр-столкновениях использовались в первую очередь в качестве тестов, теперь оказывается непригодной. Мы должны принять новую парадигму, где физика, лежащая в основе мягких «коллективных» сигналов (в том числе, по-видимому, и адронизация!) одинакова во всех реакциях с высокой энергией, от e^+e^- до центрального АА-столкновения. Эта физика, может быть общим свойством всех сильновзаимодействующих многочастичных систем ($N \geq 2$) даже если очевидно, что она доминирует только в АА- и едва различима в рр-столкновениях. Такая же мысль укоренилась у некоторых из наших коллег, как показано в недавнем препринте под названием «Термодинамическая фрагментация струн» [18], где делается

попытка включить термальную модель адронизации в pp генератор событий PYTHIA. «Понимание мягкой адронной физики меняется под натиском ЛНС.... у нас интересное и сложное время впереди, где самые неожиданные новые наблюдения ЛНС вполне могут прийти из области с малыми, а не большими p_T » [1].

Изучая малые системы, мы ещё раз находим, что «наблюдаемая горячая, плотная материя совершенно разная и даже более замечательная, чем было предсказано».

На рис. 10.9 схематически показаны этапы от момента столкновения двух ультрарелятивистских ядер до регистрации частиц.

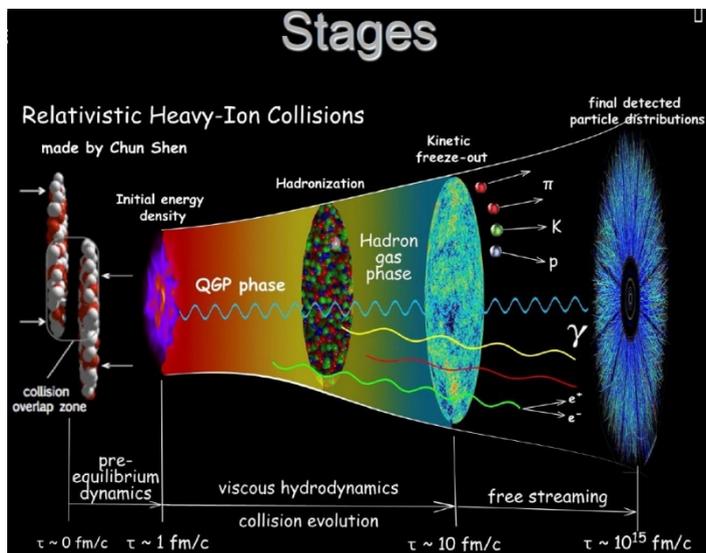


Рис. 10.9. Эволюция столкновения тяжёлых ионов во времени

Ключевые вопросы физики тяжёлых ионов

1. Рождается ли система в равновесии в момент столкновения или она термализуется в результате взаимодействий?
2. Можем ли мы увидеть квази-частицы (кварки и глюоны) и среду КПП?
3. Что в действительности является механизмом погашения струй и частиц?
4. При наблюдаемом сходстве результатов в АА с измерениями в **pp**, **pA**-столкновениях являются ли данные **pp** полезным инструментом для сравнения, как это первоначально предполагалось?
5. Почему полное число рождённых частиц (именно полное) является шкалой, соответствующей числу участвующих нуклонов?
6. Что является функцией ядерного партонного распределения и что она даёт в интерпретации АА результатов?
7. Как адроны рождаются в АА-, pA- и pp-столкновениях? Одинаковым образом или иначе, чем в pp-столкновениях?

Литература

- [1] J. Schukraft, Nuclear Physics A967 (2017) 1–10, arXiv:1705.02646
- [2] CERN's subatomic particle accelerators : Set up world-record in energy and break new ground for physics (CERN-PR-86-11-EN) (1986) 4 p, issued on 29 September 1986.
URL <https://cds.cern.ch/record/855571>
- [3] CERN-Council met at Geneva (Switzerland) (CERN-PR-86-18-EN) (1986) 2 p, issued on 19 December 1986. URL <https://cds.cern.ch/record/883692>
- [4] R. Arnaldi, et al., NA60 results on thermal dimuons, Eur. Phys. J. C61 (2009) 711–720. arXiv:0812.3053,[doi:10.1140/epjc/s10052-009-0878-5](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-009-0878-5).

- [5] X. Luo, Exploring the QCD Phase Structure with Beam Energy Scan in Heavy-ion Collisions, Nucl. Phys. A956 (2016) 75–82. arXiv:1512.09215, [doi:10.1016/j.nuclphysa.2016.03.025](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2016.03.025)
- [6] RHIC Scientists Serve Up Perfect Liquid (BNL 2005-10303), issued on 18 April 2005.
URL <https://www.bnl.gov/newsroom/news.php?a=110303>
- [7] LHC experiments bring new insight into primordial universe (CERN-PR-2010-21-EN) (2010) 1 p, issued on 26 Nov 2010. URL <https://cds.cern.ch/record/1989592>
- [8] W. Li, Observation of a 'Ridge' correlation structure in high multiplicity proton-proton collisions: A brief review, Mod. Phys. Lett. A27 (2012) 1230018.
arXiv:1206.0148, doi:10.1142/S0217732312300182.
- [9] H. Song, Y. Zhou, K. Gajdosova, Collective flow and hydrodynamics in large and small systems at the LHC
arXiv:1703.00670.
- [10] C. Shen, Z. Qiu, U. Heinz, Shape and flow fluctuations in ultracentral Pb + Pb collisions at the energies available at the CERN Large Hadron Collider, Phys. Rev. C92 (1) (2015) 014901.
arXiv:1502.04636, doi:10.1103/PhysRevC.92.014901.
- [11] K. Dusling, W. Li, B. Schenke, Novel collective phenomena in high-energy proton-proton and proton-nucleus collisions, Int. J. Mod. Phys. E25 (01) (2016) 1630002.
arXiv:1509.07939, doi:10.1142/S0218301316300022.
- [12] C. Loizides, Experimental overview on small collision systems at the LHC, Nucl. Phys. A956 (2016) 200–207.
arXiv:1602.09138, doi:10.1016/j.nuclphysa.2016.04.022.
- [13] P. Romatschke, Far From Equilibrium Fluid Dynamics.
arXiv:1704.08699.

[14] R. D. Weller, P. Romatschke, One fluid to rule them all: viscous hydrodynamic description of event-by-event central p+p, p+Pb and Pb+Pb collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV.

arXiv:1701.07145

[15] J.Xu and C.M.Ko, Phys.Rev. C83 (2011) 034904, event-by-event central p+p, p+Pb and Pb+Pb collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV.

arXiv:1701.07145.

[16] L.-W. Chen, C. M. Ko, Z.-W. Lin, Partonic effects on high order anisotropic flows in relativistic heavy ion collisions, Phys. Rev.C69 (2004) 031901.

arXiv:nucl-th/0312124, doi:10.1103/PhysRevC.69.031901.

[17] L. He, T. Edmonds, Z.-W. Lin, F. Liu, D. Molnar, F. Wang, Anisotropic parton escape is the dominant source of azimuthal anisotropy in transport models, Phys. Lett. B753 (2016) 506–510. arXiv:1502.05572, doi:10.1016/j.physletb.2015.12.051.

[18] N. Fischer, T. Sjöstrand, Thermodynamical String Fragmentation, JHEP 01 (2017) 140. arXiv:1610.09818,doi:10.1007/JHEP01(2017)140.

[19] Z.-W. Lin, C. M. Ko, B.-A. Li, B. Zhang and S. Pal, Phys. Rev. C 72 (2005) 064901,

Fundamental question:

How do collective phenomena and macroscopic properties of matter arise from the elementary interactions of a non-abelian quantum field theory?

Opportunities	Tools	Status
Constraining equilibrium properties of QCD matter (eos, η/s , ξ , τ_π ...)	Flow and fluctuation measurements in AA	advanced
Measuring medium properties with hard auto-generated probes (\hat{q} , \hat{e} , T , ...)	Quarkonia, R_{AA} 's, photons	in progress
Accessing microscopic structure of QCD matter in AA	Jet substructure, heavy flavor transport	in reach
Controlling initial conditions	pA (light AA) runs, npdf global fits, small-x	in reach
Testing hydrodynamization and thermalization	Combined jet and flow analyses	strategy t.b.d.
Understanding "heavy-ion like behavior" in small systems (pp, pA)	Flow, hadrochemistry, jets	recent surprises

List to be refined and extended

Благодарности

Автор искренне благодарен коллективу Лаборатории сильных взаимодействий ОЭФВЭ НИИЯФ МГУ за плодотворные обсуждения научных вопросов.