

ДИАГНОСТИКА СВЕРХПЛОТНОЙ МАТЕРИИ В УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ЯДЕР

И.П.Лохтин, Л.И.Сарычева, А.М.Снигирев

Научно-исследовательский институт ядерной физики, МГУ, Москва

ВВЕДЕНИЕ	661
МОДЕЛИ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ	665
Микроскопические модели	665
Макроскопические модели	671
”МЯГКИЕ” ТЕСТЫ ПЛОТНОЙ МАТЕРИИ В УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ СОУДАРЕНИЯХ ЯДЕР	676
Спектры адронов	676
Спектры лептонов и фотонов	684
Рождение странных частиц	687
”ЖЕСТКИЕ” ТЕСТЫ ПЛОТНОЙ МАТЕРИИ В УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ СОУДАРЕНИЯХ ЯДЕР.	
I. ТЯЖЕЛЫЕ КВАРКОНИИ	689
Феноменология рождения кваркониюв в ядерных столкновениях	689
Экспериментальные перспективы	694
”ЖЕСТКИЕ” ТЕСТЫ ПЛОТНОЙ МАТЕРИИ В УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ СОУДАРЕНИЯХ ЯДЕР.	
II. АДРОННЫЕ СТРУИ	695
Перерасcеяние жестких партонных струй в плотной материи	695
Модельный учет потерь энергии жесткой партонной струи в расширяющейся плотной материи	700
Природа адронных струй в ультрарелятивистских соударениях ядер и экспериментальные перспективы	705
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	710
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	712

ДИАГНОСТИКА СВЕРХПЛОТНОЙ МАТЕРИИ В УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ЯДЕР

И.П.Лохтин, Л.И.Сарычева, А.М.Снигирев

Научно-исследовательский институт ядерной физики, МГУ, Москва

В обзоре рассматриваются способы регистрации и определения основных параметров сверхплотной адронной материи, образующейся в ультрарелятивистских столкновениях ядер. Обсуждаются вопросы, связанные с кварк-адронным фазовым переходом и условиями его реализации, анализируются различные подходы для описания эволюции ядро-ядерных соударений: микроскопические генераторы Монте-Карло и гидродинамические модели. Рассматриваются основные тесты, предлагаемые для экспериментального изучения свойств ядерной материи, находящейся в экстремальных условиях. Приводятся возможные интерпретации особенностей, наблюдаемых в экспериментах по релятивистским столкновениям ядер на действующих ускорителях (AGS, SPS), по сравнению с соответствующими адрон-адронными соударениями: уширения импульсных спектров адронов, повышенного выхода дилептонов небольших масс, усиленного рождения странных частиц, подавления выхода Ψ -резонансов и др. Обсуждаются перспективы будущих экспериментов на коллайдерах RHIC и LHC.

Большое внимание уделяется "жестким" тестам, дающим информацию о ранних стадиях эволюции "горячей" сильновзаимодействующей материи. На основе модельных представлений анализируются эффекты, ожидаемые в результате прохождения жестких струй цветозаряженных партонов через плотную среду, и определяются параметры среды, влияющие в первую очередь на изменение характеристик струй и возможность их экспериментального обнаружения. Обсуждается также вопрос идентификации жестких КХД-струй в столкновениях тяжелых ионов на фоне больших статистических флуктуаций потока поперечной энергии, обусловленных большой множественностью вторичных частиц.

We provide an overview of the possibilities for the detection and determination of main parameters of hadronic superdense matter, created in ultrarelativistic collisions of nuclei. We discuss the problems related with quark-hadron transition and conditions for it to take place, and analyze the different approaches to the description of nucleus-nucleus collision evolution: microscopical Monte Carlo generators and hydrodynamical models. The main observables, that have been proposed for the experimental study of nuclear matter properties under extremal conditions, are considered. We present the possible interpretations of peculiarities being observed in relativistic nuclei collisions experiments at existing accelerators (AGS, SPS), as compared to hadron-hadron collisions: hadron momentum spectra "broadening", enhanced production of low mass dileptons, strangeness enhancement, Ψ -resonances suppression etc. The prospects for future experiments at colliders RHIC and LHC are discussed.

Much attention is paid to "hard" probes, which carry information about the early stages of the "hot" strong interacting matter evolution. Basing on model concepts we analyze the effects expected as a result of hard parton jet passing through the dense matter and determine the medium parameters, which primarily influence on the change in jet characteristics and the possibility of their experimental observation. The problem is also discussed of hard QCD-jets recognition in heavy ion

collisions against the background of statistical fluctuation of the transverse energy flux due to a huge multiplicity of secondary particles.

1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальное исследование ультрарелятивистских столкновений ядер на действующих и планируемых ускорителях тяжелых ионов [1] предоставляет уникальную возможность изучения свойств сильновзаимодействующей материи с такой высокой плотностью энергии, при которой ожидается достижение деконфайнмента адронной материи (одно из основных предсказаний статистической квантовой хромодинамики (КХД) для систем с достаточно высокой температурой или плотностью барионного заряда) и образование газа асимптотически свободных кварков и глюонов — так называемой кварк-глюонной плазмы (КГП), в которой в силу коллективных эффектов экранируется цветовое взаимодействие между партонами [2–7]. Если при низких энергиях (не более десятков и сотен МэВ) ядро может рассматриваться как система нуклонов, подчиняющихся законам нерелятивистской квантовой механики, то в области относительных скоростей ядер, близких к скорости света c , в качестве составляющих частиц ядерной материи начинают проявляться кварки и глюоны, динамика взаимодействий которых определяется уравнениями КХД [8,9].

Сам факт и возможные сценарии образования КГП в релятивистских ядро-ядерных соударениях являются предметом научных дискуссий. В любом случае при трансформации значительной части энергии сталкивающихся ядер в энергию конstituентов "термализованной" системы этой энергии должно хватить для образования КГП в достаточно больших (по отношению к характерным адронным масштабам) объемах, когда обсуждение теоретических и экспериментальных проблем ее обнаружения имеет смысл [10]. Можно выделить три основных направления в описании динамики релятивистских столкновений ядер: гидродинамический подход, модели кварк-глюонных струн и партонные каскадные модели. Согласно первому множественное рождение частиц происходит в момент перекрытия ядер, начальное состояние которых в системе центра масс представляет собой два лоренц-сжатых диска, плоскости которых перпендикулярны оси столкновения. Дальнейший характер пространственно-временной эволюции расширяющейся системы рожденных частиц определяется в соответствии с уравнениями релятивистской гидродинамики. Струнные модели предполагают, что в момент соприкосновения ядер происходят интенсивные кварк-глюонные обмены, приводящие к образованию возбужденных кварк-глюонных струн, которые затем взаимодействуют друг с другом и распадаются на вторичные адроны. В партонных каскадных моделях сталкивающиеся ядра рассматриваются как два "облака" кварков и

глюонов, взаимодействие которых приводит к развитию интенсивного кварк-глюонного каскада с его последующей адронизацией*.

Традиционно разделяют две области кинематических переменных, занимаемых частицами, образовавшимися в ядро-ядерном взаимодействии: центральную область быстрот (область пионизации), в которой ожидается максимальная температура и минимальная (в идеальном случае — нулевая) плотность барионного заряда, и область быстрот фрагментации, где может достигаться высокая плотность барионного заряда по сравнению с обычным ядерным веществом. В экспериментах по релятивистским соударениям тяжелых ионов фактически предпринимается попытка воссоздания в лабораторных условиях материи, которая, в соответствии с современными космологическими представлениями, существовала в первые микросекунды эволюции "горячей" и "безбарионной" Вселенной (в течение времени t при температуре $T \sim \frac{10^6}{t^{1/2}}$ МэВ, превышающей критическую температуру кварк-адронного фазового перехода $T_c \sim 200$ МэВ [11]), а также, предположительно, на поздних стадиях испарения "черных дыр" [12]. В то же время условия, необходимые для формирования другого предельного сверхплотного состояния — "холодной" кварковой материи, могут достигаться в недрах нейтронных звезд [13]. Не исключено также, что сами атомные ядра являются гетерофазными системами и в своем составе помимо нуклонов содержат "капельки" "холодной" КГП в местах сильного превышения флуктуаций ядерной плотности над ее средним значением [14, 15]. В частности, на основе этой идеи находят объяснение предсказанные А.М.Балдиным и открытые экспериментально на синхрофазотроне в Дубне кумулятивные процессы — рождение вторичных частиц на ядре за пределами кинематически доступной области при соударении с одним свободным нуклоном [15–17].

Естественным источником высокоэнергичных ядер является первичное космическое излучение, при изучении свойств которого также возникает вопрос о возможности образования КГП [18]. В частности, в эмульсионном эксперименте на баллонах JАСЕЕ регистрировались события с "аномально" высокой множественностью и средним поперечным импульсом вторичных частиц, не согласующиеся с предсказаниями традиционных моделей мягких адронных взаимодействий и экстраполяцией низкоэнергетических данных [19,20]. Также высказывались предположения, что экзотические события типа "Центавр" [21,22], наблюдавшиеся при прохождении первичного космического излучения через земную атмосферу, могут быть связаны с формированием КГП при столкновении космической частицы с ядром атмосферы, так

* Более подробно модели ядро-ядерных взаимодействий при высоких энергиях обсуждаются во втором разделе.

как в результате адронизации кварковой материи возможно образование так называемого "дезориентированного кирального конденсата" с асимметричным выходом заряженных и нейтральных пионов [23, 24]. Однако слишком малый поток космических лучей при высоких энергиях $E \gtrsim 10^6$ ГэВ затрудняет проведение систематического анализа такого рода "аномальных" событий. В то же время, поскольку ядра являются важной составной частью космических лучей, для описания их прохождения через межзвездную среду и атмосферу важны особенности ядро-ядерных взаимодействий, и получаемые на ускорителях данные могут служить опорой для интерпретации результатов экспериментов с космическими лучами.

Впервые пучки релятивистских ядер при энергии $E = 1 \div 4$ ГэВ/нуклон были получены в 1970 году на синхрофазотроне ОИЯИ. В последующем ядра были ускорены до высоких энергий и в других ядерных центрах, в частности, на ускорителях AGS в Брукхейвенской национальной лаборатории (БНЛ) США (энергия пучка $E = 11 \div 15$ ГэВ/нуклон, эквивалентная энергия в с.д.м. $\sqrt{s} \simeq 4,5 \div 5,5$ ГэВ/нуклон) и SPS в ЦЕРН ($E = 160 \div 200$ ГэВ/нуклон, $\sqrt{s} \simeq 18 \div 20$ ГэВ/нуклон). Мощным средством изучения свойств "горячей" и сверхплотной ядерной материи в наиболее экстремальных условиях должны стать создаваемые коллайдеры тяжелых ионов RHIC в БНЛ (энергия в с.д.м. сталкивающихся пучков $\sqrt{s} = 200$ ГэВ/нуклон) [25] и LHC в ЦЕРН ($\sqrt{s} = 6$ ТэВ/нуклон) [26]. Отметим, что в настоящее время в ОИЯИ на ускорителе "Нуклотрон" в сочетании с синхрофазотроном ведутся исследования особенностей ядро-ядерных взаимодействий при более низких энергиях ($E \leq 6$ ГэВ/нуклон): кумулятивных процессов, спиновых эффектов, свойств возбужденных мультибарионных кластеров, гиперядер, метастабильных ядерных состояний и др. [27], анализ которых выходит за рамки данного обзора.

Особенностью, отличающей столкновения тяжелых ядер при высоких энергиях от соответствующих адрон-адронных соударений, является возможность генерации сверхплотной материи в объемах, которые по отношению к характерным адронным масштабам являются квазимакроскопическими, что, если следовать идеям Гейзенберга [28], Ферми [29], Померанчука [30] и Ландау [31], открывает принципиальный путь для применения термодинамики сильных взаимодействий (см., например, обзор [32]).

Уравнение состояния кварк-глюонной системы базируется на фундаментальном лагранжиане КХД

$$L_{\text{QCD}} = \frac{1}{4} \sum F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} + \sum_{f=1}^{N_f} \bar{\psi} \left(i\gamma^\mu \partial_\mu - g\gamma^\mu A_\mu^a \frac{\lambda^a}{2} - m_f \right) \psi, \quad (1)$$

где индекс f пробегает по всем возможным кварковым ароматам u, d, s, c и др., и неабелево глюонное поле задается в виде

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf_{abc} A_\mu^b A_\nu^c. \quad (2)$$

Проведение непертурбативных численных расчетов методом Монте-Карло в решеточной калибровочной теории основано на аппроксимации непрерывного пространства-времени дискретной совокупностью точек — решеткой и вычислении средних (статистической суммы и других термодинамических функций) по квантовым флуктуациям полей, распределенных по многим узлам решетки [33]. В настоящее время улучшение первоначальных алгоритмов наряду с существенным ростом компьютерных возможностей привело к заметному прогрессу в исследованиях, связанных с определением параметров кварк-адронного фазового перехода и условиями его реализации [34]. Последние результаты калибровочной $SU(3)$ -теории в приближении валентных кварков (т.е. без учета рождения из вакуума динамических кварков — виртуальных $q\bar{q}$ -пар) на решетке с $N_\sigma = 32^3$ узлами в пространстве и $N_\tau = 12$ узлами во времени [35] указывают на значение критической температуры $T_c \simeq 265$ МэВ, ниже которой свободная энергия изолированного кварка бесконечна, а выше — конечна, т.е. кварковый конфайнмент нарушается в высокотемпературной фазе. В то же время параметр порядка киральной симметрии (симметрии лагранжиана КХД относительно преобразований, меняющих четность) — кварковый конденсат $\langle \bar{\psi}\psi \rangle$ отличен от нуля при $T = 0$, когда спонтанное нарушение киральной симметрии приводит к динамической генерации масс кварков порядка нескольких сотен МэВ/ c^2 , и уменьшается с ростом температуры. Киральная симметрия восстанавливается при температуре, близкой к температуре деконфайнмента [34], $T_{\text{chiral}} \simeq T_c$. В этом случае вследствие векторного характера взаимодействия кварков с глюонами можно независимо вращать левые и правые составляющие полей безмассовых u -, d - и s -кварков, что согласуется с результатами теории возмущений КХД при высоких температурах, в рамках которой киральная симметрия не нарушена.

Значительный практический интерес представляет вопрос о виде кварк-адронного фазового перехода: в случае, если переход первого рода, кварк-глюонная и адронная материи могут сосуществовать в смешанной фазе при критической температуре T_c довольно долгое время, тогда как переход второго рода происходит быстро, т.е. степень влияния смешанной фазы на экспериментально наблюдаемые характеристики конечного состояния (например, спектр "термальных" дилептонов и фотонов в релятивистских столкновениях ядер) в этих двух случаях будет существенно различаться. Решеточная $SU(3)$ -теория без динамических кварков предсказывает кварк-адронный фазовый переход первого рода. Включение динамических кварков приводит к существенному снижению критической температуры до $T_c \simeq 140$ МэВ (решетка $16^3 \times 4$ при нулевой барионной плотности $\mu_b = 0$ [36]). Вид фазового перехода требует в этом случае дальнейшего прояснения: для числа активных кварковых ароматов $N_f > 3$ переход может быть первого рода, в то время как для меньшего числа N_f существуют указания на переход второго рода. Зависимость плотности энергии от температуры, взятая из [36], представлена

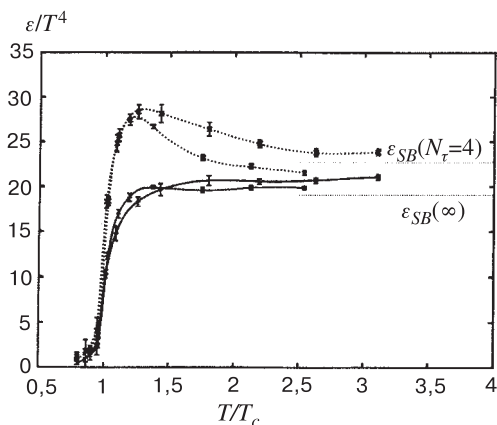


Рис. 1. Зависимость отношения плотности энергии ϵ к четвертой степени температуры T^4 от T/T_c [36] для $N_f = 4$ активных кварковых ароматов. Точечные и сплошные кривые показывают результаты разных алгоритмов расчета ϵ . Верхним кривым соответствуют большие значения масс кварков, $m = 0,4T$; нижним — меньшие, $m = 0,2T$. Горизонтальные линии представляют результат для идеального газа при решеточном параметре $N_\tau = 4$ и в континуальном пределе ($N_\tau \rightarrow \infty$)

на рис.1 для $N_f = 4$ в сравнении со случаем идеального газа при $N_\tau = 4$ узлах решетки во времени и в континуальном пределе ($N_\tau \rightarrow \infty$).

Важный результат заключается в том, что как в случае с динамическими кварками, так и в чисто глюонной плазме разница в результате для плотности энергии по сравнению с идеальным газом не превышает 15% при температуре $T \geq 2T_c$, т.е. приближение квазиидеального слабо взаимодействующего газа кварков и глюонов является хорошей моделью кварк-глюонной плазмы при высоких температурах. В то же время свойства кварк-глюонной плазмы или адронного газа при температуре порядка критической $T \sim T_c$ существенно отличаются от свойств идеальных систем и определяются характером пертурбативных взаимодействий вблизи критической точки кварк-адронного фазового перехода. При этом важную роль могут играть предпереходные флуктуационные эффекты, приводящие к конечной вероятности формирования кварк-глюонной плазмы при температуре ниже критической $T < T_c$ или адронных кластеров при $T > T_c$ [32].

2. МОДЕЛИ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

2.1. Микроскопические модели. С точки зрения применимости качественных выводов решеточных теорий к динамике кварк-адронных фазовых переходов, которые могут быть реализованы в экспериментах на ускорите-

лях, важным является вопрос о самой возможности достижения равновесного (с точки зрения термодинамики) состояния системой вторичных партонных, генерируемых в процессе ультрарелятивистского ядро-ядерного соударения. В принципе, ответ на этот вопрос могут дать микроскопические модели Монте-Карло (так называемые "генераторы событий"), основанные либо на пертурбативных расчетах партонных каскадов (PCM [37,38]), либо на струнной феноменологии (HIJING [39], FRITIOF [40], VENUS [41], QGSM [42], DPM [43] и др.).

Описание динамики релятивистских ядерных столкновений из первых принципов КХД ограничено, как правило, вычислением свойств жестких процессов партон-партонного рассеяния, идущих на малых расстояниях (с большими передачами импульса). В то же время основную часть адронных сечений при энергиях действующих ускорителей тяжелых ионов (AGS, SPS) составляют идущие с малыми передачами поперечного импульса мягкие процессы. Поэтому для количественного анализа ядро-ядерных взаимодействий при высоких энергиях разработан ряд феноменологических моделей, которые содержат большое количество параметров, подбираемых из сравнения результатов для основных характеристик адрон-адронных, адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий (как, например, сечения различных каналов реакций, распределение по множественности и инклюзивные спектры вторичных частиц) с имеющимися данными на ускорителях и в экспериментах с космическими лучами.

При разработке моделей, описывающих адронные состояния и мягкие адронные и ядерные взаимодействия, широко используется струнная концепция, вытекающая из исследования свойств КХД в непертурбативной области больших расстояний [44]. Основным объектом таких моделей является классическая релятивистская струна, представляющая собой двухмерную поверхность в четырехмерном пространстве Минковского, "натяжение" которой определяет энергию связи адронного состояния. В момент соприкосновения ядер в результате отдельных неупругих нуклон-нуклонных взаимодействий происходят интенсивные кварк-глюонные обмены, приводящие к образованию кварк-глюонных струн с их последующим возбуждением и распадом на адроны в соответствии с заложенными феноменологическими функциями фрагментации (их параметры подбираются из сравнения с e^+e^- - и pp -данными). При этом сечения отдельных процессов вычисляются, как правило, в приближении с квазиэikonальной поперонной параметризацией нуклон-нуклонной амплитуды рассеяния [45–48].

Существует возможность включения разного рода коллективных эффектов в струнные модели для согласования получаемых результатов с экспериментальными данными. В частности, если быстрые частицы формируются вне ядра-мишени и ядра-снаряда, то медленные частицы могут образовываться внутри ядра и, взаимодействуя с нуклонами-спектаторами, инициировать раз-

витие "холодного" внутриядерного каскада, учет которого в некоторых струнных моделях (VENUS, DPM) приводит к увеличению множественности в областях быстрой фрагментации мишени или пучка и увеличению относительной доли странных частиц. В то же время "горячее" каскадирование, соответствующее взаимодействию между рожденными частицами, может приводить к некоторым изменениям в импульсном распределении адронов и их составе в центральной области быстрой, при определенных условиях приводя систему в термальное или химическое равновесие [49].

Другими коллективными эффектами, приводящими к более жесткому спектру вторичных адронов по поперечному импульсу и повышенному выходу странных частиц, являются взаимодействие (отталкивание или слияние) струн (QGSM [50] и DPM [51]) и их коллективное излучение — модель "огненных крекеров" (FRITIOF [49]). К сожалению, теория пока не дает однозначного ответа на вопрос, каким именно образом взаимодействие струн может быть корректно включено в существующие модели, хотя необходимость учета этих эффектов при высокой плотности числа струн (и, следовательно, их перекрытии в поперечной плоскости и по быстрой) в ультрарелятивистских столкновениях тяжелых ядер представляется очевидной.

При энергиях коллайдеров ($\sqrt{s} \gtrsim 100$ ГэВ) заметный вклад в формирование конечного адронного состояния вносят жесткие и полужесткие процессы партон-партонного рассеяния с передачей импульса $Q^2 > 1$ (ГэВ/с)² (много больше масштабного параметра КХД $\Lambda \simeq 200$ МэВ), которые включаются в струнные модели либо в рамках реджиионного эйконального формализма с обменом "жесткими" померонами (VENUS, QGSM), либо с добавлением вычисленного в пертурбативной КХД инклюзивного сечения образования двух жестких струй в отдельном нуклон-нуклонном субстолкновении (FRITIOF, HJING). Увеличение энергии сталкивающихся пучков приводит к быстрому росту сечения жестких процессов [39, 52], которые дают вклад примерно в половину поперечной энергии (выделяемой в перпендикулярном относительно оси столкновения ядер направлении) в соударениях тяжелых ионов при энергиях RHIC ($\sqrt{s} \sim 200$ ГэВ/нуклон) и более 80% при энергиях LHC ($\sqrt{s} \sim 6$ ТэВ/нуклон) [53]. В то же время мягкие процессы с малой передачей импульса $Q^2 \sim \Lambda^2$ могут частично или полностью подавляться вследствие экранировки цветового взаимодействия в плотной партонной материи, формируемой из системы министруй на самых ранних стадиях реакции [54]. Таким образом, при энергиях LHC наступает своего рода смерть "мягкой" физики, когда, как ожидается, жесткие и полужесткие процессы рассеяния будут давать определяющий вклад в формирование начального состояния [55]. Применимость струнной феноменологии "мягких" процессов в этом случае, по крайней мере на ранней, "доадронизационной" стадии реакции, вызывает определенные сомнения, и более правомерным подходом при очень высоких

энергиях представляется моделирование эволюции партонных каскадов в рамках теории возмущений КХД [56].

Партонная каскадная модель (PCM) рассматривает сталкивающиеся ядра как два "облака" валентных и морских кварков и глюонов, которые проходят друг через друга и пертурбативно взаимодействуют, приводя систему к состоянию локального термального равновесия. В качестве примера рассмотрим работу генератора Монте-Карло ядро-ядерных взаимодействий PCM, разработанного К.Гейгером [37, 38, 57]. Модель состоит из трех основных блоков.

1) Задание начальной конфигурации ядро-ядерной системы, т.е. определение выхода начальных ароматов кварков, импульсного и пространственного распределения партонов. При этом важную роль в процессе формирования начального состояния играет эффект ядерной экранировки, наблюдавшийся в экспериментах по глубоконеупругому рассеянию [58], который приводит к модификации ("насыщению") партонных структурных функций нуклона в ядре: $f_i^A(x, Q^2) < Af_i^p(x, Q^2)$ для значений уносимой партонной доли импульса $x \lesssim 0, 1$. Качественное объяснение данного эффекта приводится, как правило, на языке "перекрывающихся партонов" (см., например, [55]): если продольная длина волны партона $\sim 1/(xp)$ (p — импульс нуклона) превышает продольный размер нуклона в ядре $\sim 2r_n m_n/p$, экранирование должно наблюдаться при $x \lesssim 1/(2m_n r_n) \sim 0, 1$ и усиливаться с уменьшением x . Так как не существует строгих однозначных теоретических предсказаний о конкретном виде модифицированных структурных функций нуклона в ядре, то в моделях они задаются феноменологическим путем на основе аппроксимации имеющихся экспериментальных данных по адрон-ядерным соударениям. Стоит, однако, отметить, что в литературе последнее время активно развиваются представления о структурных функциях ядер как совокупности квантовых флуктуаций на фоне классических глюонных полей Янга — Миллса, генерируемых движущимися со скоростями, близкими к скорости света, $q\bar{q}$ -парами (см., например, обзор [59]).

2) Моделирование пространственно-временной эволюции партонного каскада, основанное на пертурбативных расчетах элементарных актов партон-партонного рассеяния и включающее развитие пространственно- и времени-подобных "ливней" от рассеянных партонов. Математически задача сводится к решению кинетического уравнения

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} - \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right] F_a(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) = \sum_i C_i(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t), \quad (3)$$

где одночастичная функция распределения $F_a(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)d^3p d^3r$ — среднее число партонов типа a в пространственном объеме d^3r в окрестности точки \mathbf{r} и в импульсном объеме d^3p в окрестности \mathbf{p} в момент времени t ; скорость $\mathbf{v} = \mathbf{p}/\sqrt{p^2 + m_a^2}$; $C_i(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)$ — интеграл столкновений i -го процесса, в ко-

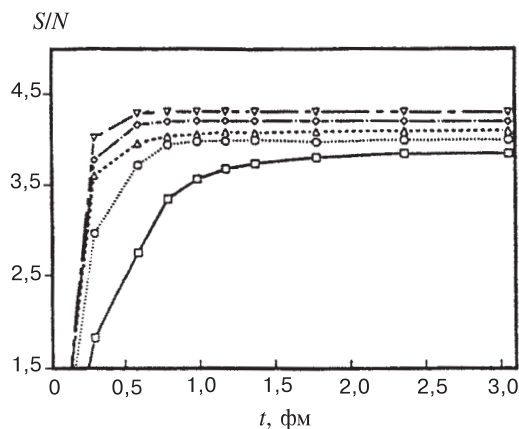


Рис. 2. Зависимость отношения энтропии системы S к множественности партонов N в центральной области быстрот от времени, вычисленная в РСМ для центральных соударений Au—Au при различных энергиях сталкивающихся пучков \sqrt{s} [37]: (\square) — 200, (\circ) — 1000, (\triangle) — 2000, (\diamond) — 4000, (∇) — 6300 А·ГэВ

тором и заложена пертурбативная динамика. Заметим, что $F_a^0(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t_0)$ представляет собой структурную функцию партонов типа a в начальный момент $t = t_0$, которая эволюционирует с течением времени по мере развития каскада.

3) Формирование конечного адронного состояния в непертурбативном режиме КХД, выполненное в рамках феноменологической кластер-адронизационной схемы: из партонов в конечном состоянии формируются бесцветные кластеры, и происходит независимая фрагментация каждого кластера на резонансы, распадающиеся впоследствии на конечные адроны [57].

Каскадная модель предсказывает достаточно быструю термализацию глюонной материи в центральной области быстрот в соударениях тяжелых ядер, обусловленную комбинацией индивидуальных партон-партонных рассеяний и глюонной радиацией партонов: предсказываемое время термализации τ_{eq} составляет $0,5 \div 1$ фм/с для RHIC и $0,1 \div 0,5$ фм/с для LHC [37, 38, 53, 55, 60]. В качестве иллюстрации на рис.2 представлена зависимость отношения энтропии системы S к множественности партонов N в центральной области быстрот от времени, вычисленная в РСМ для центральных соударений Au—Au при различных энергиях сталкивающихся пучков \sqrt{s} [37]. Из рис.2 видно, что установившиеся значения $S/N(\tau \geq \tau_{eq})$ близки к результатам для идеального газа безмассовых кварков и глюонов $(S/N)_{ideal}$ (разница составляет менее 10% для энергии RHIC $\sqrt{s} = 200$ А·ГэВ и уменьшается с ростом \sqrt{s}). Распределение глюонов по поперечному импульсу $G(p_T, \tau = \tau_{eq})$ хорошо аппроксимируется релятивистским бoльцмановским распределением, в то время

как сильный поток в направлении оси сталкивающихся ядер приводит к "колоколообразной" форме распределения по быстроте $G(y, \tau = \tau_{eq})$:

$$G(y, p_T, \tau = \tau_{eq}) = G_0 \int d\eta \exp \left[-\frac{p_T}{T} \cosh(y - \eta) \right], \quad (4)$$

где $T(\tau)$ — температура, оценки которой составляют $0,3 \div 0,5$ ГэВ для RHIC и $0,8 \div 1$ ГэВ для LHC. Меньшее сечение рассеяния и меньшая вероятность генерации кварков в партонном ливне приводит к тому, что их число в начальной плазме много меньше "равновесного" значения (сценарий "горячей" глюонной плазмы см. в [61], $N_f \simeq 0$), и химически равновесная кварк-глюонная плазма может сформироваться не раньше, чем через несколько фм/с или вообще не сформироваться перед охлаждением системы до критической температуры T_c и началом адронизации. Заметим, что учет высших порядков КХД-процессов типа $2 \rightarrow 2 + (n \geq 1)$ может несколько ускорить процесс термализации [62], но вопрос о возможности достижения системой партонов химического равновесия все же остается открытым даже в столкновениях самых тяжелых ионов при максимальных энергиях LHC.

Отметим также другой интересный аспект, связанный с возможной неомогенностью начальных условий формирования партонной материи: развитие партонных каскадов может приводить к большим флуктуациям локальной плотности энергии ("горячим пятнам") и образованию турбулентностей коллективного потока ("адронных вулканов"), которые могут наблюдаться как нестатистические флуктуации в конечном распределении адронов [63].

Общей проблемой классических каскадных моделей является трудность корректного включения в них квантовых когерентных эффектов, которые могут оказывать существенное влияние на пространственно-временную эволюцию материи [60]. В частности, учет конечного времени формирования излученных глюонов должен приводить к деструктивной интерференции между различными амплитудами рассеяния для глюонов с временем формирования больше длины свободного пробега начального партона (КХД-аналог эффекта Ландау — Померанчука — Мигдала в КЭД [64]). Дело, однако, в том, что интерференция происходит между амплитудами, в которых начальный партон имеет различные виртуальности: времениподобную в конечном состоянии (радиация после очередного акта рассеяния) и пространственноподобную в начальном состоянии (радиация после предшествующего акта рассеяния). В то же время в процессе моделирования Монте-Карло развития каскада партон должен всегда оставаться времениподобным между двумя рассеяниями. Традиционным подходом к решению данного вопроса является отнесение глюонной радиации как в начальном, так и в конечном состоянии к одному акту рассеяния, и интерференционный эффект учитывается при этом путем модификации спектра "тормозных" глюонов; но вопрос о достаточной обоснованности такой процедуры остается открытым.

В заключение отметим, что детальное моделирование развития партонных каскадов представляет собой весьма трудоемкую задачу, требующую значительных компьютерных усилий и большого количества машинного времени. Если в настоящих экспериментах в CERN на ускорителе SPS в центральных столкновениях Pb—Pb регистрируется около 700 заряженных адронов [65], то предсказания различных моделей Монте-Карло для множественности вторичных частиц в соударениях тяжелых ионов составляют уже от нескольких тысяч при энергиях RHIC до нескольких десятков тысяч при энергиях LHC [1]. Очевидно, что в таких условиях трудно построить правильную микроскопическую теорию ядро-ядерных взаимодействий, предсказания которой в любом случае будут носить модельно-зависимый характер. Возможно, на определенном этапе было бы целесообразно перейти от рассмотрения всех деталей динамики ядерных столкновений к макроскопическому анализу реакций и выделению из эксперимента таких макропараметров, как уравнение состояния сильновзаимодействующей материи, энтропия, температура и др. Как, может быть, несколько образно сказал Е.В.Шуряк во вступительной речи на совещании "Кварковая материя'90": "Возможно, кварк-глюонная плазма настолько проще протона, насколько описание процессов течения воды в трубе или ее кипения уравнением состояния проще расчета амплитуды рассеяния молекулы H₂O " [10].

2.2. Макроскопические модели. В основе макроскопического подхода к описанию динамики ядерных реакций лежит концепция коллективного движения сильновзаимодействующей материи, подчиняющегося законам релятивистской гидродинамики [4, 31, 66], когда мы можем локально определить плотность энергии $\varepsilon(x)$ и энтропии $s(x)$, давление $p(x)$, температуру $T(x)$, а также 4-скорость $u_\mu(x)$ как функции координат x . Закон сохранения тензора энергии-импульса

$$T^{\mu\nu} = (\varepsilon + p)u^\mu u^\nu - g^{\mu\nu}p \quad (5)$$

(здесь $g^{\mu\nu} = \text{diag}(+, -, -, -)$ — метрический тензор) запишется в виде

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0. \quad (6)$$

Используя термодинамические тождества

$$\varepsilon + p = Ts, \quad s = \frac{dp}{dT} \quad (7)$$

(химический потенциал для простоты полагается здесь равным нулю), уравнения (6) можно переписать в виде

$$(u^\mu u^\nu - g^{\mu\nu})\partial_\mu(\ln T) + u^\mu \partial_\mu u^\nu = 0, \quad (8)$$

$$\partial_\mu(su^\mu) = 0, \quad (9)$$

и по определению

$$u_\mu u^\mu = 1. \quad (10)$$

Вместе с уравнением состояния $p = p(\varepsilon)$ уравнения (8)—(10) образуют замкнутую систему, из которой, в принципе, можно определить локальную температуру T и 4-скорость u_μ при задании граничных и начальных условий, выбор которых обычно диктуется типом симметрии задачи. Однако прямое решение гидродинамических уравнений в частных производных (8)—(10) для кварк-глюонной жидкости с фазовым переходом возможно лишь для определенного типа начальных условий, и, как правило, оно приводит к довольно сложным компьютерным расчетам. Поэтому при исследовании эволюции материи, формируемой в симметричных ультрарелятивистских соударениях ядер, когда есть выделенное направление, наиболее широко используется одномерная скейлинговая гидродинамика, описывающая лоренц-инвариантное движение материи вдоль оси столкновения: при лоренц-инвариантных начальных условиях гидродинамические уравнения сохраняют этот тип симметрии*. В скейлинговой гидродинамике формирование частиц происходит на гиперповерхности одинакового собственного времени $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$, а все термодинамические величины не зависят от пространственной быстроты $\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{t+z}{t-z}$ [67]. На рис.3 показаны основные этапы образования и пространственно-временной эволюции материи в релятивистском ядро-ядерном соударении в скейлинговой гидродинамике (формирование и расширение КГП, кварк-адронный фазовый переход, расширение и распад адронной жидкости), определение временного масштаба каждого из которых представляет собой довольно сложную экспериментальную задачу.

При скейлинговом значении 4-скорости

$$u_\mu = \frac{1}{\sqrt{t^2 - z^2}} \{t, 0, 0, z\} \quad (11)$$

из уравнения (9) определяется плотность энтропии

$$s(\tau) = \frac{s(\tau_0) \cdot \tau_0}{\tau}, \quad (12)$$

в то время как уравнению (8) удовлетворяет любая функция $T = \varphi(\tau)$, для нахождения которой требуется задание уравнения состояния. В частности, для ультрарелятивистского уравнения состояния $p = \varepsilon/3$, которое, как следует из решеточных расчетов, является хорошим приближением для КГП при

*Более того, и в трехмерном цилиндрически-симметричном случае центральная область жидкости, до которой не дошел фронт волны разрежения, движется в соответствии с одномерным скейлинг-решением, если скейлинг задается как начальное условие [67].

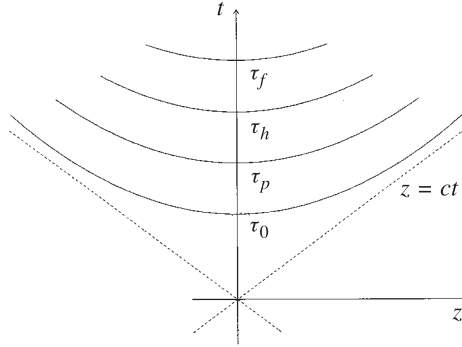


Рис. 3. Схематическая картина основных этапов образования и эволюции материи в релятивистском ядро-ядерном соударении в скейлинговой гидродинамике: собственному времени τ_0 соответствует момент формирования КГП, τ_p — начало кварк-адронного фазового перехода (смешанная фаза), τ_h — завершение смешанной фазы, τ_f — распад адронной жидкости ("вымораживание")

высоких температурах $T \gg T_c$ (см. рис.1), получим:

$$T = T_0 \left(\frac{\tau_0}{\tau} \right)^{1/3}, \quad (13)$$

и время жизни системы, охлаждающейся до температуры T_c , может быть определено как $\tau_p = \tau_0 (T_0/T_c)^3$.

Простота скейлинг-решения приводит к возможности рассмотрения на его основе динамики кварк-адронных фазовых переходов в ядерных соударениях [68] с использованием модели "мешков" [69]. В этом случае расширение жидкости определяется продольным потоком большого числа термальных источников (так называемых "файерболов"), каждый из которых представляет собой при $T > T_c$ квазиидеальный кварк-глюонный газ:

$$\begin{aligned} \varepsilon_p &= \sigma_p T^4 + B_0, & p_p &= \frac{1}{3} \sigma_p T^4 - B_0, \\ s_p &= \frac{4}{3} \sigma_p T^3, & \sigma_p &= \frac{\pi^2}{30} g_p, & g_p &= 16 + \frac{21}{2} N_f, \end{aligned} \quad (14)$$

при $T < T_c$ — идеальный газ безмассовых пионов:

$$\varepsilon_h = \sigma_h T^4, \quad p_h = \frac{1}{3} \sigma_h T^4, \quad s_h = \frac{4}{3} \sigma_h T^3, \quad \sigma_h = \frac{\pi^2}{30} g_h, \quad g_h = 3. \quad (15)$$

При повышении температуры выше критической давление "мешка" B_0 (значение которого определяется из условия равенства давлений партонной и

адронной материи в смешанной фазе $p_p(T_c) = p_h(T_c)$ будет не в состоянии удерживать кварки и глюоны в связанном состоянии.

При этом коллективный поток в поперечном (относительно оси столкновения ядер) направлении \mathbf{r} может рассматриваться как некоторая поправка на фоне сильного продольного движения материи. Численное решение гидродинамических уравнений (8)—(10) для трехмерного расширения идеальной цилиндрически-симметричной кварк-глюонной жидкости подтверждает эту картину [70]: центральное плато $|\eta| < \eta_0 - c_s \ln(\tau/\tau_0)$ и $r < R_0 - c_s(\tau - \tau_0)$, т.е. область, до которой не дошел фронт волны разрежения, описывается одномерным скейлинг-решением, если скейлинг задается как начальное условие (η_0 и R_0 — начальная ширина продольного и поперечного плато соответственно, $c_s = \sqrt{dp/d\varepsilon}$ — скорость звука). Однако в случае формирования долгоживущего состояния в ядро-ядерном соударении поперечное расширение может играть существенную роль на более поздних стадиях адронизации и "вымораживания" адронов, и его модельный учет является вполне актуальной задачей.

Одним из распространенных методов приближенного решения трехмерных гидродинамических уравнений является усреднение термодинамических величин по радиальному (для сферической симметрии [71]) или поперечному (для цилиндрической симметрии [72–76]) направлению. В результате применения этой процедуры уравнения в частных производных сводятся к обыкновенным дифференциальным уравнениям. При этом, как правило, термодинамические величины полагаются однородными в поперечном направлении, т.е. фактически используются некоторые их средние значения, что дает возможность использовать такие модели для относительно простого вычисления интегральных характеристик реакции (например, интенсивности излучения фотонов и дилептонов из всего объема расширяющейся материи, адронных спектров, энергетических потерь жестких партонов в среде). Временем "включения" поперечного расширения τ_{tr} в этом случае можно считать, например, момент, когда в поперечное движение вовлекается половина объема жидкости в соответствии с численным решением уравнений релятивистской гидродинамики со скейлинговым начальным условием при $\tau = \tau_0$ [76], т.е.:

$$\tau_{tr} \cong \tau_0 + \frac{R_0}{c_s} \frac{\sqrt{2} - 1}{\sqrt{2}}. \quad (16)$$

В общем случае профиль коллективной скорости жидкости, заключенной в цилиндре переменного эффективного радиуса $R(\tau)$, в поперечном направлении \mathbf{r} может быть параметризован в виде

$$u^r = \frac{dR}{d\tau} \left(\frac{r}{R} \right)^n \quad (17)$$

(”гидравлическое приближение”). При этом на разных этапах эволюции кварк-глюонной жидкости точному решению гидродинамических уравнений с цилиндрической симметрией может соответствовать различная параметризация профиля поперечной скорости. В частности, случай $n = 1$ соответствует решению нерелятивистского уравнения непрерывности с однородной плотностью и может служить хорошим приближением при не слишком высоких поперечных скоростях [73,75,76]. Заметим, что выбор параметра n не влияет на функциональную зависимость основных характеристик от времени (например, температуры, эффективного радиуса или доли партонной материи в смешанной фазе) с точностью до постоянного численного коэффициента.

В случае формирования высокотемпературного ($T_0 \gg T_c$) начального состояния коллективное поперечное движение может играть важную роль во время смешанной фазы, приводя к значительному уменьшению продолжительности кварк-адронного фазового перехода первого порядка по сравнению с одномерным скейлинг-решением [76]. Следствием этого может стать существенное уменьшение вклада смешанной фазы (по сравнению с начальным высокотемпературным состоянием КПП) в формирование некоторых экспериментально регистрируемых характеристик реакции, как, например, спектр ”термальных” дилептонов и фотонов, излучаемых на протяжении всей эволюции сильновзаимодействующей материи [77].

Другим интересным явлением, связанным с существованием сильного коллективного потока адронной материи в поперечном направлении, может стать характерное ”выполаживание” p_T -спектра тяжелых адронов (существенно неэкспоненциальный режим) в области поперечных быстрот адрона, не превышающих значения коллективной поперечной быстроты жидкости Y_T : $p_T \lesssim m \sinh Y_T^{\max}$ (т.е. в области доминирования коллективного поперечного движения над ”термальным”) [75]. Наблюдение такого эффекта в будущих экспериментах на коллайдерах тяжелых ионов могло бы косвенно свидетельствовать о формировании высокотемпературного состояния на начальной стадии реакции.

Нередко вводится понятие ”вязкости” кварк-глюонной жидкости, наличие которой приводит к появлению дополнительного нелинейного члена в гидродинамическом уравнении для эволюции среды. В случае одномерного продольного расширения вязкой кварк-глюонной жидкости уравнение эволюции имеет вид [78–81]:

$$\frac{d\varepsilon}{d\tau} + \frac{\varepsilon + p}{\tau} - \frac{\chi}{\tau^2} = 0, \quad (18)$$

где последний нелинейный член, нарушающий скейлинг, содержит коэффициент $\chi(\tau) = 4\eta(\tau)/3 + \zeta(\tau)$; η и ζ — коэффициенты поверхностной и объемной вязкости соответственно, которые могут быть оценены в рамках релятивистской кинетической теории как первый порядок отклонения

от локального термального равновесия в высокотемпературном приближении $T \gg T_c$ [78–81]:

$$\eta(T) = \frac{C_\eta T^3}{\alpha_s^{*2} \ln(1/\alpha_s^*)}, \quad \zeta/\eta \simeq 0, \quad (19)$$

с эффективной термальной константой связи:

$$\alpha_s^* = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln(4T/T_c)^2}. \quad (20)$$

Оценки параметра C_η различаются от $C_\eta = 0,06$ ($C_\eta = 0,35$) в [79] до $C_\eta = 0,34$ ($C_\eta = 1,4$) в [81] для $N_f = 0$ ($N_f = 3$).

Отметим, что непертурбативный анализ результатов решеточных калибровочных теорий [82, 83] указывает на возможность сильного возрастания коэффициентов вязкости вблизи критической температуры кварк-адронного фазового перехода $T \sim T_c$ по сравнению с высокотемпературным приближением (19).

Эффект вязкости, приводящий к некоторому замедлению остывания кварк-глюонной жидкости и увеличению ее времени жизни по сравнению с одномерным скейлинг-решением (13), может играть важную роль при исследовании процессов, чувствительных, главным образом, к ранней партонной динамике, как, например, перерассеяние жестких струй в плотной материи, и этот вопрос будет обсуждаться в разд.5 настоящего обзора.

3. "МЯГКИЕ" ТЕСТЫ ПЛОТНОЙ МАТЕРИИ В УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ СОУДАРЕНИЯХ ЯДЕР

3.1. Спектры адронов. Импульсные спектры конечных адронов рассматриваются как важный инструмент изучения свойств адронной материи, формируемой в ядро-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях, в частности, степени ее термализации и коллективных потоковых эффектов [72, 75, 84–89]. В связи с тем, что формирование "долгоживущего" (по сравнению с характерным временем τ_{tr} (16)) высокотемпературного состояния должно приводить к заметному поперечному расширению на поздних стадиях эволюции системы, значительный интерес представляет изучение коллективных потоков в поперечном (относительно оси столкновения ядер) направлении.

В гидродинамической модели спектр конечных адронов задается в виде суперпозиции термального распределения и коллективного движения [84]:

$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = \int_{\sigma} f(x, p) p^\mu d\sigma_\mu \quad (21)$$

с инвариантной функцией распределения Бозе — Эйнштейна (Ферми — Дирака):

$$f(x, p) = \frac{g_h}{(2\pi)^3} \left(e^{-\frac{u^\mu(x)p_\mu}{T}} - 1 \right)^{-1}, \quad (22)$$

p_μ и u^μ — 4-импульс адрона и локальная 4-скорость жидкости соответственно, g_h — число адронных степеней свободы. Интегрирование проводится по гиперповерхности σ с температурой распада адронной жидкости (так называемая температура "вымораживания") $T = T_f$, которая может быть определена при условии превышения длины свободного пробега адрона (приближенно обратно пропорциональной температуре) над геометрическим размером системы.

Заметим, что предположение об одномоментном "вымораживании" адронов в некоторый фиксированный момент собственного времени τ_f является, вероятнее всего, слишком идеализированным, и в действительности имеет место постепенный распад адронной жидкости, "размазанный" в пространстве и времени [90]. Кроме того, так как сечения взаимодействия адронов (а следовательно, и длины свободного пробега в адронной материи) разного типа различаются, то вполне возможным представляется и соответствующее различие в значении температуры "вымораживания" [87].

Рассмотрим основные характерные особенности спектров адронов в релятивистских центральных столкновениях тяжелых ядер на ускорителях AGS при энергиях $11 \div 15$ ГэВ/нуклон (Si—Al, Si—Au, Au—Au и др.) [91–94] и SPS при энергиях $160 \div 200$ ГэВ/нуклон (S—S, S—Pb, Pb—Pb и др.) [65, 95–101] по сравнению с соответствующими адрон-адронными соударениями.

Распределение по продольной быстрой. Имеет место "колоколообразное" распределение адронов по продольной быстрой в СЦМ $dN/dy_{\text{ЦМ}}$, ширина которого существенно больше, чем наблюдается в соответствующих нуклон-нуклонных соударениях и ожидается для изотропного термального распределения Больцмана, что указывает на наличие сильного продольного коллективного движения адронной материи вдоль оси столкновения ядер (см. рис.4, взятый из работы [102]). При этом средняя коллективная продольная скорость $\langle \beta_l \rangle$ слабо увеличивается с ростом массы сталкивающихся ядер (от Si и S до Pb и Au) и существенно — с ростом энергии пучков, от $\langle \beta_l \rangle = 0,5$ (AGS, Au—Au) до $\langle \beta_l \rangle = 0,75$ (SPS, Pb—Pb). Интересно, что распределение протонов, рожденных в центральных ядро-ядерных соударениях при энергиях AGS и SPS, также имеет "квазиплато" в центральной области быстрой в СЦМ, что свидетельствует о значительной тормозной способности тяжелых ядер в данном диапазоне энергий.

Распределение по поперечному импульсу (поперечной массе). Распределение адронов по поперечной массе $m_T^{-1} dN/dm_T$ ($m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$) в боль-

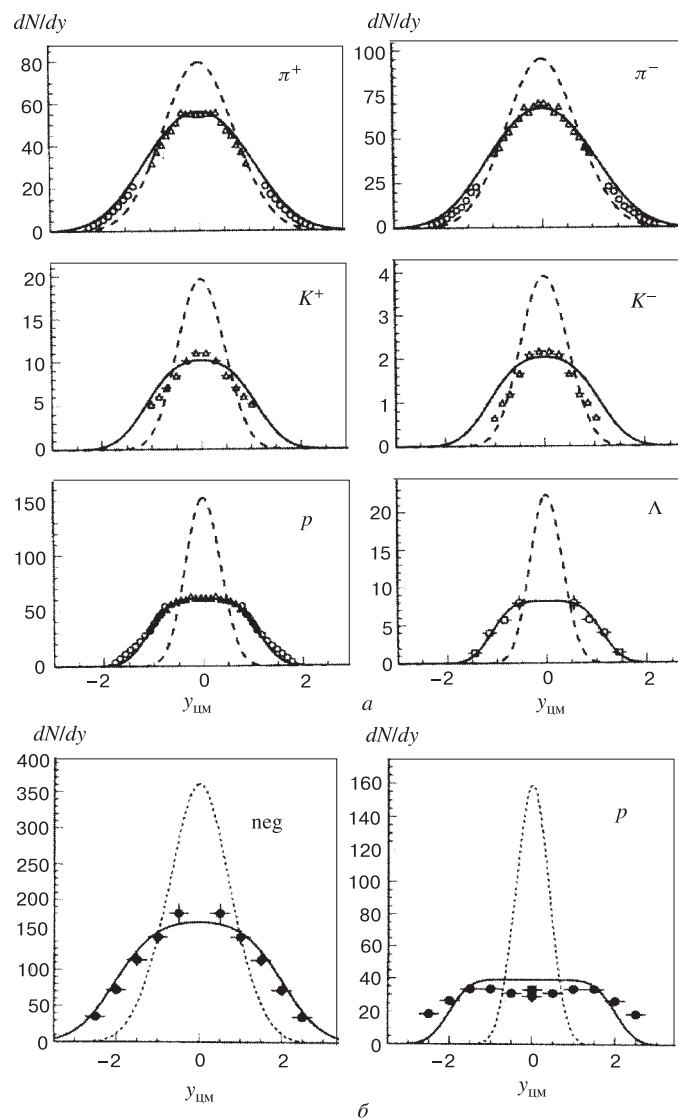


Рис. 4. Спектры адронов по продольной быстрой в с.ц.м. сталкивающихся ядер для центральных соударений: *а*) Au—Au при энергии $11 A \cdot \text{ГэВ}$, эксперименты E866 [92], E877 [93] и E891 [94]; *б*) Pb—Pb при энергии $158 A \cdot \text{ГэВ}$, эксперимент NA49 [65]. Штриховые кривые — соответствующие распределения для изотропного термального источника при температуре $T = 0,13 \text{ ГэВ}$ (*а*) или $T = 0,16 \text{ ГэВ}$ (*б*), сплошные — для продольно расширяющегося со средней скоростью $\beta_l = 0,5$ (*а*) или $\beta_l = 0,75$ (*б*) источника [102]

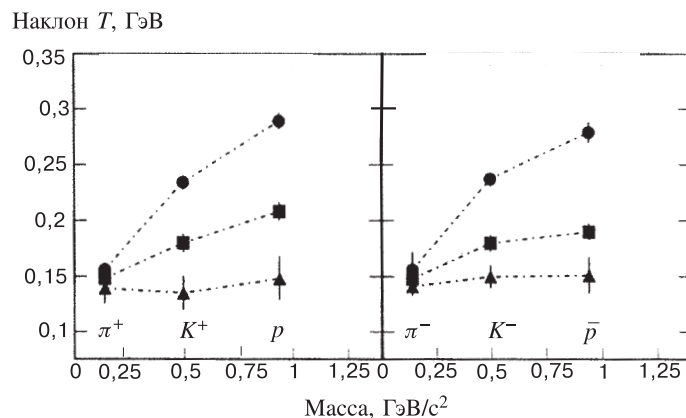


Рис. 5. Наклон T спектра адронов по поперечной массе как функция массы адрона в $p-p$ (\blacktriangle), центральных $S-S$ (\blacksquare) и $Pb-Pb$ (\bullet) столкновениях при энергии SPS [100]

шинстве случаев хорошо аппроксимируется экспоненциальной зависимостью, однако наблюдается повышенный выход пионов в области малых поперечных масс $m_T - m \lesssim 200$ МэВ по сравнению с соответствующими нуклон-нуклонными данными при энергиях AGS и SPS, причем эффект проявляется в большей степени для отрицательно заряженных пионов. Наиболее популярным объяснением данного эффекта являются влияние распада резонансов [87] (как, например, $\rho_0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\omega \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^-$ или $\Delta \rightarrow N\pi^-$), а также кулоновское взаимодействие пионов с сопутствующими протонами [103]. В то же время регистрируется повышенный выход адронов всех типов в центральных ядро-ядерных столкновениях по сравнению с соответствующими нуклон-нуклонными соударениями в области больших поперечных импульсов $p_T \geq 1$ ГэВ, и этот эффект более ярко выражен для самых тяжелых ядер, что вполне согласуется с предположением о существовании поперечного потока адронной материи. При этом экспериментальный факт роста среднего поперечного импульса адрона с увеличением его массы в столкновениях ядер при энергиях AGS и SPS (см., например, [102, 104] и рис.5 [100]) находит естественное и простое объяснение в гидродинамической модели [4], когда изменение импульса $\Delta p_T(\mathbf{r})$ адрона с массой m за счет поперечного движения элемента жидкости в точке \mathbf{r} можно записать в виде $\Delta p_T(\mathbf{r}) = m \sinh Y_T(\mathbf{r})$, где Y_T — коллективная поперечная быстрота.

В связи с возможностью альтернативной интерпретации "уширения" m_T -спектра адронов в релятивистских соударениях тяжелых ядер по сравнению с соответствующими нуклон-нуклонными столкновениями представляет интерес двухкомпонентная модель продольно расширяющегося источника [86], в которой помимо области "вымораживания" адроны излучаются

из смешанной фазы с характерным импульсом, определяющимся критической температурой кварк-адронного фазового перехода T_c , т.е. наклон "хвоста" спектра в этом случае прямо равен T_c . Упомянем также предложенную недавно простую модель случайных блужданий начального состояния термальных "файрболов", в рамках которой вычисляются единым образом спектры адронов в протон-ядерных и ядро-ядерных соударениях без учета поперечного коллективного движения [89]. Данная модель имеет всего лишь один параметр δ , определяющий изменение поперечной быстроты "файрбола" за одно начальное нуклон-нуклонное субстолкновение. Параметр δ извлекается из адрон-ядерных данных. Однако модель [89] не может одновременно воспроизвести спектры пионов, каонов и протонов с одинаковыми значениями "уширения" δ и температуры "вымораживания" T_f для соударений $A - A$ ($A = S, Pb$) [100].

Детальный анализ существующих данных по спектрам адронов при энергии CERN-SPS 200 ГэВ/нуклон (эксперименты WA80 [95], HELIOS [96], NA35 [97]) в рамках трехмерной релятивистской гидродинамики с дополнительными предположениями о свойствах конфайнмента был выполнен, напри-

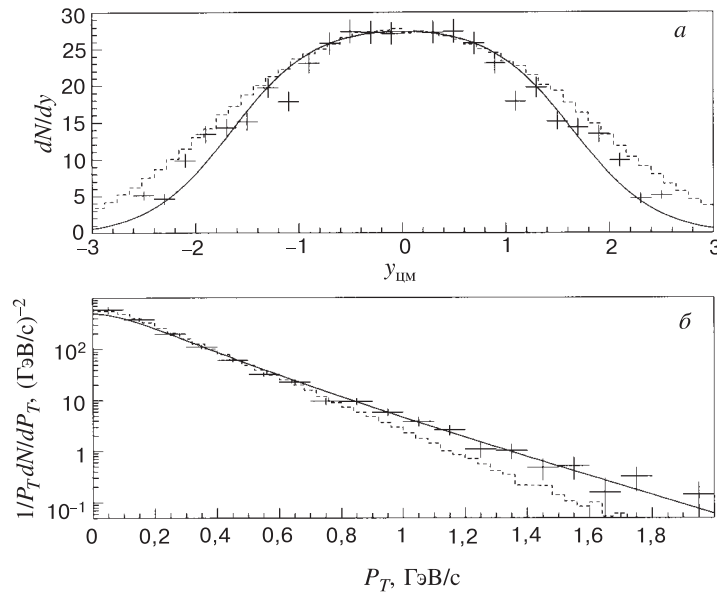


Рис. 6. Распределение по продольной быстройте $y_{\text{ц.м.}}$ в с.ц.м. сталкивающихся ядер (а); p_T -распределение ($2 < y_{\text{lab}} < 3$) отрицательно заряженных пионов в гидродинамической модели с поперечным расширением [75] и данные эксперимента NA35 S + S 200A· ГэВ [97]. Штриховая гистограмма соответствует результатам FRITIOF_7.02

мер, в работе [88]. При этом данные были описаны с начальными условиями, соответствующими формированию КГП при температуре $T_0 \simeq 170 \div 200$ МэВ для центральных соударений пучков S и O и мишеней от Al до Pb (значения других параметров: $\tau_0 = 1$ фм/с, $T_c = 160$ МэВ, $T_f = m_\pi = 140$ МэВ). Проведенный в работе [105] анализ предварительных данных по спектрам адронов во взаимодействиях Pb—Pb при энергии $158 A \cdot \text{ГэВ}$ (эксперимент NA49 [65]) также указывает на возможность их описания в гидродинамической модели с учетом начального формирования кварк-глюонной фазы.

В работе [75] в рамках простой модели учета поперечного расширения кварк-глюонной жидкости с фазовым переходом было показано, что имеющиеся данные могут быть согласованы с формированием смешанной фазы на начальной стадии реакции при $T_0 = T_c = 160$ МэВ. В качестве примера на рис.6 приведено описание данных по спектрам отрицательно заряженных пионов в центральных столкновениях S + S эксперимента NA35 [97] гидродинамической моделью [75] с параметрами "вымораживания" — температурой $T_f = 140$ МэВ и средней коллективной поперечной скоростью $\langle \beta_T \rangle = 0,38$. Для иллюстрации важности учета коллективных эффектов на рисунке представлены также результаты расчета соответствующих спектров, выполненного с помощью лундовской модели Монте-Карло кварк-глюонных струн FRITIOF_7.02 [40] в приближении независимых нуклон-нуклонных субстолкновений. Видно, что FRITIOF_7.02 предсказывает более мягкий p_T -спектр адронов, чем это наблюдается в эксперименте, что привело к необходимости включения в модель дополнительных коллективных эффектов, таких как "горячее" каскадирование адронов и коллективное излучение струн [49]. Заметим, что такого рода эффекты как раз и могут представлять собой микроскопическую реализацию коллективных поперечных потоков сильновзаимодействующей материи.

Важно, однако, отметить, что термализованная система, эволюционируя во времени, не "помнит" о своем предыдущем фазовом состоянии, и регистрируемое в реальном эксперименте конечное адронное состояние не несет прямой и однозначной информации о начальных условиях формирования материи, отражая свойства системы на стадии "вымораживания". Поэтому существует большой набор разного рода начальных условий, которые в рамках тех или иных моделей могут быть согласованы с экспериментальными данными по импульсным спектрам адронов в ядро-ядерных соударениях. В частности, дополнительное включение рождения и распада резонансов в реакции наряду с учетом продольного коллективного расширения адронной материи позволяет описать практически все имеющиеся данные по спектрам адронов при энергиях SPS в рамках простой "термальной" модели [87] без предположений о формировании кварк-глюонной или смешанной фазы на начальном этапе реакции. Измерения адронных спектров в экспериментах на будущих коллайдерах тяжелых ионов (STAR [106], PHOBOS [107], BRAHMS [108] на

RHIC и ALICE [109] на LHC) могут обеспечить нас детальной информацией о коллективных эффектах в системах частиц с множественностью в десятки и сотни раз выше, чем достигается на современных ускорителях.

Двухчастичные корреляции. Традиционным инструментом получения информации о пространственно-временных размерах области источника частиц в адрон-адронных, адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях является двухчастичная интерферометрия идентичных частиц [110–112], идея использования которой происходит из экспериментов по измерению геометрического размера звезд с помощью интерферометрии фотонов. В отличие от астрономических измерений со стационарным источником, в ядерной физике корреляционный анализ определяет не геометрический размер источника, а так называемую "пространственно-временную область гомогенности", из которой испускаются частицы с близкими значениями импульса. Это приводит к тому, что (так как для расширяющегося источника существует зависимость импульса частицы от точки "вымораживания") измеряемый "радиус гомогенности" существенно зависит от импульса пары частиц [90, 113–117].

Идея метода состоит в измерении двухчастичной корреляционной функции

$$C_2 = \frac{\langle n \rangle^2}{\langle n(n-1) \rangle} \frac{d^6 N / (dp_1^3 dp_2^3)}{d^3 N / dp_1^3 d^3 N / dp_2^3} = 1 + \lambda |F_{12}|^2, \quad (23)$$

где n — множественность частиц, $d^3 N / dp_i$ и $d^6 N / (dp_1^3 dp_2^3)$ — одно- и двух-частичные инклюзивные распределения, $F_{12} = \langle \exp(iq_{12}r_k) \rangle_{p_{1,2}}$ — фурье-образ источника, p_i — 4-импульс частицы, λ — параметр, стремящийся к единице для полностью хаотичного источника.

Для источника частиц с гауссовским распределением плотности по пространственно-временным координатам используют обычно стандартную параметризацию корреляционной функции

$$C_2 = 1 + \lambda \exp \left[- \sum_{i,j=l,o,s} R_{i,j}^2 q_i q_j \right], \quad (24)$$

где $\mathbf{q} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2$ — вектор относительного импульса двух частиц, причем q_l — проекция вектора \mathbf{q} на направление оси пучка (чувствительна к продольному размеру источника), q_0 — на направление вдоль суммарного поперечного импульса пары частиц \mathbf{K}_T (чувствительна к времени жизни источника), q_s — на направление, перпендикулярное двум предыдущим (чувствительна к поперечному размеру источника).

Существует также другая форма параметризации корреляционной функции (фит Яна — Конины — Подгорецкого [118, 119]):

$$C_2 = 1 + \lambda \exp \left[-R_{\perp} q_{\perp} - R_{\parallel} (q_l^2 - (q^0)^2) - (R_0^2 + R_{\parallel}^2) (q \cdot U)^2 \right], \quad (25)$$

где $q_{\perp}^2 = q_0^2 + q_s^2$, $q^0 = \mathbf{q} \cdot \mathbf{K} / \sqrt{m^2 + \mathbf{K}^2}$, $\mathbf{K} = \mathbf{K}_T + \mathbf{K}_l = (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)/2$ и 4-скорость источника с продольной компонентой $U(\mathbf{K}) = \gamma(\mathbf{K})(1, 0, 0, v(\mathbf{K}))$, $\gamma = (1 - v^2)^{-1/2}$. Преимуществом данной параметризации является то, что она не зависит от продольной скорости источника, и измерение параметров $R_{\perp}(\mathbf{K}) = \langle y^2 \rangle^{1/2}$, $R_{\parallel}(\mathbf{K}) \approx \langle z^2 \rangle^{1/2}$ и $R_0(\mathbf{K}) \approx \langle t^2 \rangle^{1/2}$ дает прямое значение эффективных поперечного радиуса, продольного размера и времени жизни источника соответственно. В частности, в случае отсутствия поперечного расширения источника поперечный радиус R_{\perp} не должен зависеть от поперечной массы пары частиц $M_T = \sqrt{K_T^2 + m^2}$ (M_T -скейлинг), в то время как наличие поперечного потока должно приводить к уменьшению R_{\perp} с ростом M_T [114, 116, 117].

На настоящий момент имеются многочисленные экспериментальные данные по корреляционным функциям пионов и каонов в ядро-ядерных соударениях при энергиях AGS и SPS (см, например, [120]), подробный анализ которых выходит за рамки нашего обзора. Отметим лишь, что имеющиеся данные согласуются с моделью продольно расширяющегося источника, значения эффективных поперечного радиуса $R_{\perp} = \sqrt{R_s^2 + R_0^2}$ и продольного размера R_l которого соизмеримы друг с другом и увеличиваются с ростом радиуса налетающего ядра R_A [121, 122]: $R_{\perp} \approx R_l > R_A$. При этом каоны излучаются из более плотных и "горячих" областей, чем пионы, $R_K < R_{\pi}$, что указывает на более раннее "вымораживание" каонов вследствие их меньшего сечения взаимодействия в адронной материи; в то же время параметр "хаотичности" λ заметно отличается от единицы, и его значение несколько больше для каонов, чем для пионов, $\lambda_K > \lambda_{\pi}$, что, вероятно, является следствием влияния долгоживущих резонансов на формирование конечного пионного и, в меньшей степени, каонного состояния [123].

Интересным экспериментальным фактом представляется наблюдаемое слабое нарушение M_T -скейлинга поперечного радиуса R_{\perp} источника пионов, в частности, в столкновениях Pb—Pb на SPS (эксперимент NA49 [124]), что согласуется с предсказанием такого эффекта в случае существования поперечного коллективного движения адронной материи [114, 116, 117].

Подчеркнем, однако, что анализ такого рода корреляционных эффектов является достаточно тонким исследованием, при котором необходимо учитывать вклад всех возможных эффектов в области малых импульсов. Мы уже упомянули о возможном влиянии распада резонансов, приводящем к "смазыванию" общей корреляционной картины, в том числе и к слабому нарушению M_T -скейлинга. Другим важным эффектом, влияющим на поведение корреляционных функций в области малых относительных импульсов q , является кулоновское взаимодействие частиц, которое учитывается простейшим образом обычно введением поправки, так называемого фактора Гамова — квадрата относительной кулоновской волновой функции пары пионов при нулевом пространственном разрешении [125], хотя ряд теоретических работ

был посвящен разработке более корректного алгоритма учета кулоновских поправок, например, [114, 126–128]. Неучет кулоновского взаимодействия возможен лишь при проведении анализа корреляционных эффектов для нейтральных бозонов, таких, как прямые фотоны, но практическое осуществление такого исследования, как правило, представляется малопродуктивным вследствие большого фона от распада адронов, типа $\pi_0 \rightarrow \gamma\gamma$. Еще одной проблемой двухчастичной интерферометрии является отсутствие надежных алгоритмов, позволяющих корректно рассчитывать многочастичные корреляционные функции [129, 130], влияние которых на общую корреляционную картину в плотных адронных системах, особенно при энергиях будущих коллайдеров RHIC и LHC, может быть значительным, если не определяющим.

3.2. Спектры лептонов и фотонов. Идея лептонной и фотонной диагностики равновесной ядерной материи в процессах множественного рождения была впервые выдвинута Е.Л.Фейнбергом [131] и затем развита в большом числе работ ([73, 77, 132–138] и др.). В отличие от адронов лептоны и фотоны, не испытывая сильного взаимодействия, могут почти свободно рождаться и покидать ядерную материю на протяжении всех этапов ее эволюции. При этом спектры термальных фотонов и пар лептонов (дилептонов) весьма чувствительны к температуре среды, что создает возможность измерения начальной температуры и других термодинамических характеристик системы, а также исследования пространственно-временного развития динамических процессов в ультрарелятивистских столкновениях ядер с помощью эмиссии фотонов и дилептонов.

Здесь мы не будем останавливаться на анализе современных методов расчета прямых спектров дилептонов и фотонов, которые подробно рассматривались, например, в обзоре [139]. В большинстве работ выход низкоэнергетичных фотонов ($p_T \lesssim 2$ ГэВ/с) и дилептонов небольших инвариантных масс $M_{12} = \sqrt{(E_1^2 + E_2^2) - (\mathbf{p}_1^2 + \mathbf{p}_2^2)} \lesssim 2\text{--}4$ ГэВ/с² вычисляется в мягковолновом приближении [140] и интегрируется по всей пространственно-временной эволюции "горячей" материи. Перечислим лишь основные особенности механизмов генерации лептон-лептонных пар l^+l^- ($l = e, \mu$) и фотонов γ в ядро-ядерных взаимодействиях.

Наиболее интересующим нас здесь случаем представляется формирование кварк-глюонной или смешанной фазы в ядро-ядерном соударении, когда интенсивное излучение дилептонов происходит в результате процесса аннигиляции кварк-антикварковых пар $q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-$, а излучение фотонов — в результате аннигиляции $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ и мягкого комптоновского рассеяния $gg \rightarrow q\gamma$. Заметим, что помимо традиционного объемного механизма излучения дилептонов и фотонов на границе "горячей" среды может возникать излучение магнитно-тормозного типа, обусловленное взаимодействием кварков с коллективным цветовым полем, обеспечивающим их удержание [135, 136].

При этом для кварк-глюонных систем с размерами $\sim 1 \div 10$ фм, образование которых ожидается в ультрарелятивистских столкновениях ядер, такое "поверхностное" излучение по интенсивности сравнимо с объемным механизмом и характеризуется для цилиндрически-симметричной КПП большой степенью поляризации фотонов и наличием угловой асимметрии лептонных пар в плоскости, перпендикулярной суммарному импульсу пары. Процессы пион-пионной и каон-каонной аннигиляции, $\pi^+\pi^- \rightarrow l^+l^-$ и $K^+K^- \rightarrow l^+l^-$, а также рассеяния типа $\pi\rho \rightarrow \pi\gamma$ в "горячей" адронной фазе также вносят вклад в спектр дилептонов и фотонов соответственно, величина которого определяется температурой адронного газа.

Кроме тепловых дилептонов и фотонов существенный вклад, определяющий интенсивность излучения в области малых поперечных импульсов фотонов q_T и небольших масс дилептонов $M \leq 0,5$ ГэВ/ c^2 , дают далитцевские распады π_0, η, ω типа $\pi_0, \eta \rightarrow l^+l^-\gamma, \omega \rightarrow l^+l^-\pi^0$. На поздних стадиях эволюции адронной системы имеет место прямой распад резонансов $\rho_0, \omega, \phi, \psi$ (а при энергиях коллайдеров и Υ) на пару l^+l^- , дающий вклад в область масс дилептонов, близкий к массе резонанса. Большой вклад в спектр фотонов дает электромагнитный распад нейтральных пионов $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, в то время как влияние некоррелированного распада пионов и каонов $\pi^\pm, K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$ ($\bar{\nu}$) на спектр дилептонов будет существенным только при очень больших значениях множественности вторичных частиц в столкновениях тяжелых ядер при энергиях RHIC и, особенно, LHC. Полулептонный распад пар чармированных адронов $D\bar{D} \rightarrow l^+l^-$ (а при энергиях коллайдеров и $B\bar{B}$) дает основной вклад в промежуточную область масс спектра дилептонов $1,5 \leq M \leq 2,5$ ГэВ/ c^2 .

Наконец, процессы начального жесткого рассеяния типа $qg \rightarrow q\gamma, q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ и рождение пар Дрелла — Яна $q\bar{q} \rightarrow l^+l^-$, происходящие на самой ранней неравновесной стадии эволюции ядро-ядерного соударения в результате отдельных жестких нуклон-нуклонных рассеяний, доминируют в области больших q_T фотонов и $M \geq 4$ ГэВ/ c^2 дилептонов соответственно.

Таким образом, для надежной диагностики начального термализованного состояния необходимо идентифицировать тепловые дилептоны и фотоны на фоне распада резонансов, некоррелированного распада адронов и жестких КХД-процессов в некотором "окне" инвариантных масс спектра дилептонов и поперечных импульсов фотонов.

Избыток пар лептонов по сравнению с ожидаемым значением от известных нетепловых источников, дающих соответствующий вклад в адрон-адронные и адрон-ядерные соударения, наблюдался в ряде экспериментов по столкновениям ядер с энергией $200A \cdot$ ГэВ на ускорителе SPS в ЦЕРН. В табл.1 представлены величины отношения интенсивности излученных дилептонов к их ожидаемому значению в области инвариантных масс $1,5 < M < 2,5$ ГэВ/ c^2 для $\mu^+\mu^-$ и $0,2 < M < 1,5$ ГэВ/ c^2 для e^+e^- в центральных соударениях ядер. Видно, что наблюдаемый избыток дилептонов лежит за пределами

Таблица 1. Отношения интенсивности излученных дилептонов E к их ожидаемому значению в области масс $1,5 < M < 2,5$ ГэВ/ c^2 для $\mu^+\mu^-$ и $0,2 < M < 1,5$ ГэВ/ c^2 для e^+e^-

Эксперимент	Система	Дилептоны	"Избыток" E	Ссылка
NA38	S – U	$\mu^+\mu^-$	$1,3 \pm 0,1$	[141]
HELIOS-3	S – W	$\mu^+\mu^-$	$2,4 \pm 0,4$	[142]
NA50	Pb – Pb	$\mu^+\mu^-$	$2,0 \pm 0,1$	[143]
CERES	S – Au	e^+e^-	$5,0 \pm 2,7$	[144]
CERES/NA45	Pb – Au	e^+e^-	$4,7 \pm 4,6$	[145]

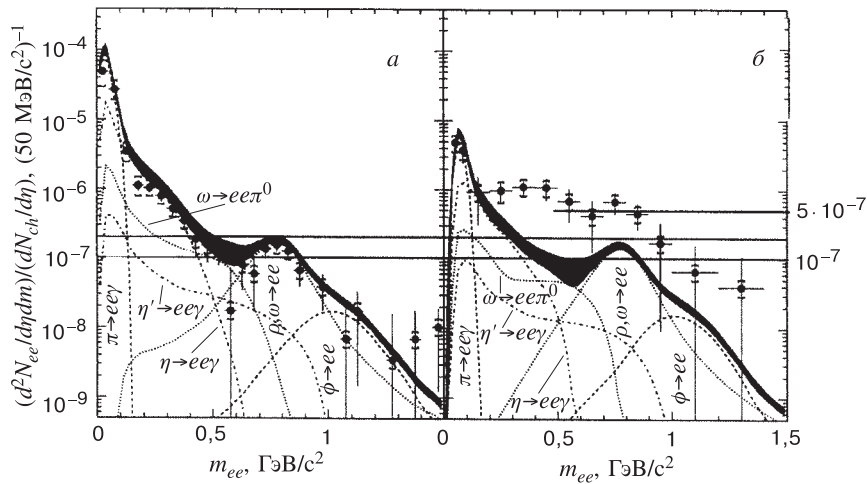


Рис. 7. Спектр масс e^+e^- -пар в столкновениях а) p –Au при 450 ГэВ, $p_{\perp} > 50$ МэВ/с и б) S – Au при $200 A \cdot$ ГэВ, $p_{\perp} > 200$ МэВ/с (эксперимент CERES) в сравнении с вкладом от адронных распадов [144]

статистических и систематических ошибок. В качестве примера на рис.7 показан спектр масс электрон-позитронных пар в столкновениях p –Au при 450 ГэВ и S–Au (эксперимент CERES) в сравнении с различными вкладами от адронных распадов [144]. Интересным фактом при этом является то, что рост множественности e^+e^- -пар с увеличением полной множественности заряженных частиц dN^{\pm}/dy в ядро-ядерных соударениях ближе к квадратичной зависимости, согласующейся с механизмом термальной радиации из "горячей" партонной или адронной материи (интенсивность аннигиляции пропорциональна числу пар частица–античастица [146]), чем к линейной, которая ожидается в результате адронных распадов.

Заметим, однако, что хотя введение дополнительного механизма излучения дилептонов из долгоживущей кварк-глюонной плазмы или смешанной фазы при температуре порядка 160 МэВ [147] заметно улучшает описание экспериментальных данных, полностью согласовать результаты расчетов с наблюдаемым избытком пар мюонов и электронов во всем диапазоне инвариантных масс все же не удастся. В связи с этим представляет значительный интерес возможность модификации свойств векторных мезонов в плотной материи: падение массы и увеличение ширины распада с ростом плотности барионного заряда и увеличением температуры, связанное с частичным восстановлением киральной симметрии [148, 149]. В частности, учет модификации массы ρ -, ω - и η -мезонов в соответствии с результатами правил сумм КХД [149] позволяет описать спектр e^+e^- -пар в ядро-ядерных соударениях без привлечения механизма термальной радиации [150].

В то же время измерения спектров фотонов в столкновениях тяжелых ядер не дают пока оснований говорить об обнаружении прямых тепловых фотонов: не наблюдалось избытка фотонов по сравнению с ожидаемым значением от адронных распадов на уровне 10%-й систематической ошибки в эксперименте CERES [144] (S—Au) в диапазоне $0,4 \leq q_T \leq 2$ ГэВ/с и в эксперименте HELIOS-2 [151] (O—W, S—W) в диапазоне $0,1 \leq q_T \leq 1,5$ ГэВ/с; слабый избыток фотонов 5% в области $0,5 \leq q_T \leq 2,5$ ГэВ/с лежит в пределах 5,8%-й систематической ошибки в эксперименте WA80 [152] (S—Au). При этом множественность фотонов растет линейно с полной множественностью, что вполне согласуется со стандартными механизмами адронных распадов.

Можно надеяться, что будущие эксперименты PHENIX [153] и ALICE [109] на коллайдерах RHIC и LHC дадут дополнительную информацию о механизмах генерации дилептонов и фотонов в ядро-ядерных взаимодействиях. Основной проблемой, возникающей при поиске прямых дилептонов и фотонов от кварк-глюонной плазмы в этом случае, является большой фон от некоррелированного распада адронов, обусловленный огромной множественностью частиц в событии. Решение задачи подавления такого фона относительно электромагнитных сигналов (до уровня $< 0,1\%$) представляется возможным при условии сочетания различных типов детекторов для достижения самой тщательной идентификации треков частиц.

3.3. Рождение странных частиц. Важным следствием достижения деконфайнмента ядерной материи является возможность усиленного рождения адронов, содержащих странные кварки [154, 155]. В случае формирования КГП выход странных адронов должен достигать максимально возможного значения, так как s -кварковая составляющая плазмы быстро приходит в состояние химического равновесия в результате интенсивных глюон-глюонных взаимодействий, $gg \rightarrow s\bar{s}$, в то время как при ненулевой барионной плотности легкие антикварки \bar{u} и \bar{d} должны подавляться в силу принципа Паули.

В химически равновесном адронном газе отношение множественности странных и нестранных частиц должно определяться лишь отношением их масс – например, каоны будут ”термально” подавлены по сравнению с пионами в $\exp(m_K/T_f)/\exp(m_\pi/T_f)$ раз, т.е. $K^\pm/\pi^\pm \simeq 0,2$ при $T_f \simeq m_\pi$ ($\simeq 140$ МэВ).

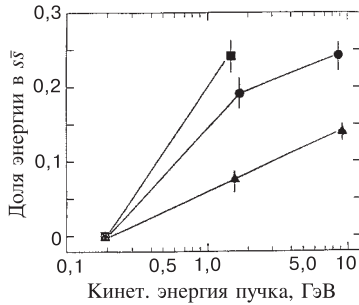


Рис. 8. Доля полной энергии, выделяемой в центральных ядро-ядерных соударениях, которая уносится всеми странными частицами, как функция кинетической энергии в с.ц.м. сталкивающихся нуклонов [104]. Треугольники соответствуют нуклон-нуклонным взаимодействиям, кружки — взаимодействиям легких ядер ($A_l + A_l = \text{Si} + \text{Al}$, $\text{S} + \text{S}$), квадраты — взаимодействиям тяжелых ядер ($A_h + A_h = \text{Au} + \text{Au}$, $\text{Pb} + \text{Pb}$)

сталкивающихся нуклонов $\sqrt{s} \gtrsim 2$ ГэВ доля уносимой странными частицами энергии значительно выше в ядро-ядерных, чем в нуклон-нуклонных столкновениях.

В то же время эксперименты по поиску метастабильной странной материи (странные ”ядра” с квантовым числом $S > 1$, барионным числом $B > 1$, отношением заряда к массе $|Z|/M \lesssim 0,1$ (ГэВ/ c^2) $^{-1}$ и временем жизни порядка 10^{-4} с, рождение которых в случае формирования КГП предсказывается рядом моделей [161–164]) E878 [165], E864 [166] на AGS и NA52 [167] на SPS пока не дали положительных результатов.

Отметим, что на настоящий момент нет оснований для однозначной интерпретации усиленного рождения странных частиц в релятивистских столкновениях ядер как сигнала формирования КГП, так как повышенный выход

Избыток странных частиц в столкновениях тяжелых ядер по сравнению с соответствующими адрон-адронными соударениями наблюдался в ряде экспериментов на ускорителях AGS (из последних результатов упомянем данные E866 [92], E877 [93], E891 [94]) и SPS (NA36 [156], WA85 [157], WA94 [158], WA97 [99], NA44 [100], NA49 [65]) для K , Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ , $\bar{\Xi}$, Ω - и $\bar{\Omega}$ -барионов; также наблюдался повышенный выход ϕ -мезонов по отношению к ρ и ω в эксперименте NA38 [168]. Уже при энергиях AGS отношения выхода странных и нестранных частиц в ядро-ядерных взаимодействиях близки к их ”термальным” значениям, что свидетельствует о возможном достижении системой адронов химического равновесия в этом случае [102]. На рис.8 показана доля полной выделяемой в центральных ядро-ядерных соударениях энергии, которая уносится всеми странными частицами ($A_l + A_l = \text{Si} + \text{Al}$, $\text{S} + \text{S}$ и $A_h + A_h = \text{Au} + \text{Au}$, $\text{Pb} + \text{Pb}$) [104]. Видно, что уже при энергиях в системе центра масс

большинства странных частиц может быть согласован с результатами адронных каскадных моделей [49, 159, 160], в которых вторичные взаимодействия между рожденными адронами приводят систему к состоянию термального и химического равновесия (например, за счет реакций типа $\pi\pi \rightarrow KK$ или $\pi N \rightarrow K\Sigma, K\Lambda$ и др.). Однако те же модели сталкиваются с некоторыми трудностями при описании выхода странных антибарионов. Кроме того, скорость формирования странных частиц в адронном газе существенно ниже, чем в КГП, и соответственно для достижения химического равновесия в адронном газе требуется гораздо больше времени. Можно надеяться, что природа повышенного выхода странных частиц в ядро-ядерных соударениях по сравнению с соответствующими адрон-адронными столкновениями будет прояснена в новых экспериментах на коллайдерах RHIC и LHC.

4. "ЖЕСТКИЕ" ТЕСТЫ ПЛОТНОЙ МАТЕРИИ В УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ СОУДАРЕНИЯХ ЯДЕР. I. ТЯЖЕЛЫЕ КВАРКОНИИ

4.1. Феноменология рождения кваркониев в ядерных столкновениях.

В последние годы интенсивно изучаются так называемые "жесткие" тесты сверхплотной ядерной материи — тяжелые кварконии и жесткие партонные струи, которые, не являясь частью термализованной системы, несут информацию о ранних стадиях ее эволюции. Предсказываемое подавление выхода Ψ -резонансов в релятивистских ядро-ядерных соударениях в случае формирования КГП первоначально было основано на простой и красивой идее, что связанное состояние $c\bar{c}$ -пары не может существовать, когда длина цветовой экранировки в плазме r_D меньше, чем радиус связанного состояния $\langle r_{\Psi}^2 \rangle^{1/2}$ [169, 170]. В последнее время широко рассматривается также динамический механизм диссоциации кваркониев в результате их столкновений с сопутствующими (т.е. движущимися с такой же продольной быстротой) глюонами [171–173]. Сечение расщепления чармония с энергией связи ε_{Ψ} глюоном с импульсом p_g может быть оценено в соответствии с формулой [171]:

$$\sigma_{g\Psi}(p_g) = \frac{2\pi}{3} \left(\frac{32}{3}\right)^2 \left(\frac{m_c}{\varepsilon_{\Psi}}\right)^{1/2} \frac{1}{m_c^2} \frac{(p_g/\varepsilon_{\Psi} - 1)^{3/2}}{(p_g/\varepsilon_{\Psi})^5}, \quad (26)$$

где m_c — масса c -кварка. Характерная передача импульса в случае диссоциации в КГП при температуре T примерно равна среднему импульсу "термального" глюона $\langle p_g \rangle_T \simeq 3T$, и уже для $T = 200$ МэВ получим $\langle p_g \rangle_T \simeq 0,6$ ГэВ — порядка энергии связи J/Ψ , $\varepsilon_{J/\Psi} \simeq 0,64$ ГэВ, что достаточно для расщепления связанного состояния. В адронном газе при температуре T средний импульс адрона $\langle p_h \rangle_T \simeq 3T$, а распределение "жестких" глюонов

в пионе ($x = p_g/p_h \rightarrow 1$) имеет вид $g(x) \simeq 0,5(1-x)^3$, т.е. средний импульс "конфайнмированного" глюона составляет $\langle p_g \rangle_h \simeq \langle p_h \rangle / 5 \simeq 3T/5$, что недостаточно для диссоциации J/Ψ при $T \lesssim 1$ ГэВ. В то же время небольшое значение энергии связи Ψ' -резонанса $\varepsilon_{\Psi'} \simeq 0,06$ ГэВ приводит к тому, что он может расщепляться как в партонной, так и в адронной "горячей" материи.

Помимо диссоциации в КПП или адронном газе важным механизмом подавления выхода тяжелых кваркониев является предрезонансное поглощение в "холодной" ядерной материи, которое должно проявляться уже в адрон-ядерных взаимодействиях [174, 175]. Вероятность "выживания" Ψ -резонансов в $p-A$ -столкновениях S в рамках модели Глаубера — Ситенко определяется выражением (см., например, [174, 176]):

$$S_{pA}^{Gl} = \frac{\sigma_{pA \rightarrow \Psi}}{A\sigma_{pN \rightarrow \Psi}} = \int d^2b dz \rho_A(b, z) \exp \left[-(A-1) \int_z^\infty dz' \rho_A(b, z') \sigma_{abs} \right], \quad (27)$$

где ρ_A — стандартное распределение ядерной плотности Вудса — Саксона, σ_{abs} — сечение поглощения Ψ в ядерном веществе, интегрирование проводится по прицельному параметру b налетающего протона и точке рождения z предрезонансного состояния $c\bar{c}$. Полученное путем сравнения с экспериментальными данными по $p-A$ -взаимодействиям ($A = C, Al, Cu, Ca, Fe, W, U$) при энергиях налетающего протона 200 (NA38, [177]), 450 (NA38/NA51, [177, 178]) и 800 ГэВ (E772, [179]) сечение поглощения J/Ψ составляет $\sigma_{abs} = 7,3 \pm 0,6$ мб с $\chi^2/d.f. \simeq 1,4$ [176], что примерно на порядок выше, чем предсказания для сечения поглощения синглетного состояния $c\bar{c}$, полученные на основе правил сумм КХД [171, 180]. Кроме того, постоянное (в пределах ошибки) отношение выхода J/Ψ и Ψ' для различных ядер A указывает на одинаковое сечение их поглощения в ядерном веществе, хотя разная энергия связи физических чармониев должна была бы приводить к заметному отличию в степени их подавления. Причиной такого расхождения является то, что в сечение рождения Ψ -резонансов при высоких энергиях существенный вклад дают предрезонансные октетные состояния $c\bar{c}-g$ [181], и этот факт хорошо согласуется с последними данными по $p\bar{p}$ -столкновениям эксперимента CDF на тэватроне [182]. Большое сечение поглощения чармониев в "холодном" ядерном веществе и его одинаковое значение для J/Ψ и Ψ' являются следствием предрезонансного поглощения состояния цветового октета $c\bar{c}-g$.

Действительно, рождение чармония в результате слияния пары партоннов (при высоких энергиях преимущественно глюонов) в $c\bar{c}$ -пары (см., например, [183]) происходит практически мгновенно из-за большой массы c -кварка: в системе покоя $c\bar{c}$ -пары время формирования $\tau_c \simeq (2m_c)^{-1} \simeq 0,07$ фм/с. Однако $c\bar{c}$ -пары рождаются, вообще говоря, в цветовом состоянии, и для нейтрализации цвета и формирования синглетного $c\bar{c}$ -состояния J/Ψ или Ψ' требуется уже значительно большее время $\sim 0,3$ фм/с [184]. Таким обра-

зом, при малых поперечных импульсах предрезонансное состояние чармония представляет собой в течение первых 0,3 фм/с в основном связанное состояние цветового октета $c\bar{c}$ с мягким коллинеарным глюоном, обеспечивающим цветовую нейтральность $c\bar{c} - g$ -системы в целом. Для энергий SPS ядро представляет собой лоренц-сжатый вдоль оси столкновения диск толщиной 1–2 фм, и спустя 0,5 ÷ 1 фм/с большинство нуклонов пролетит мимо образовавшегося чармония, ”увидев” лишь предрезонансное состояние; физическое синглетное состояние Ψ формируется вне ядра в достижимой кинематической области в $p - A$ -столкновениях ($x_F \geq 0$). Предсказываемое сечение поглощения октетного состояния $c\bar{c} - g$ в ”холодном” ядерном веществе составляет $\sigma_{\text{abs}} \simeq 6 - 7$ мб [184], что находится в полном соответствии с имеющимися экспериментальными данными. Прямое измерение сечения σ_{abs} для физического синглетного состояния J/Ψ возможно в эксперименте, когда ядро налетает на покоящийся протон, и в достижимой в этом случае кинематической области $x_F \lesssim -0,5$ медленные в системе покоя ядра чармонии практически не должны поглощаться в ядерной материи [176].

В столкновениях двух ядер выход кваркониев может быть измерен как функция центральности столкновения, и вероятность ”выживания” Ψ -резонансов в $A - B$ -соударениях при фиксированном прицельном параметре b имеет вид [174, 176]:

$$\begin{aligned} \frac{dS_{AB}^{\text{G1}}(b)}{d^2b} &= \frac{1}{AB\sigma_{NN \rightarrow \Psi}} \left[\frac{d\sigma_{AB \rightarrow \Psi}}{d^2b} \right] = \\ &= \int d^2s dz dz' \rho_A(\mathbf{s}, z) \rho_B(\mathbf{b} - \mathbf{s}, z') S_A(z, \mathbf{s}) S_B(z', \mathbf{s}), \end{aligned} \quad (28)$$

где $S_A(z, \mathbf{s}) = \exp[-(A-1) \int_z^\infty dz_A \rho_A(\mathbf{s}, z_A) \sigma_{\text{abs}}]$ и аналогично для $S_B(z', \mathbf{s})$; \mathbf{s} определяет положение точки рождения $c\bar{c}$ -пары в плоскости, перпендикулярной оси столкновения ядер, z и z' — продольные координаты этой точки внутри ядра A и B соответственно. Для того чтобы получить нормированное распределение вероятности ”выживания”, мы должны поделить $[dS_{AB}^{\text{G1}}(b)/d^2b]$ на $[dS_{AB}^{\text{G1}}(b; \sigma_{\text{abs}} = 0)/d^2b]$.

Заметим, что экспериментальное определение центральности взаимодействия производится, как правило, с помощью калориметрических измерений выделенной в событии поперечной энергии E_T , увеличение которой коррелировано с уменьшением прицельного параметра b .

Данные по рождению J/Ψ -резонансов (идентифицируемых как пики в спектре по эффективной массе $\mu^+ \mu^-$ -пар) в ядро-ядерных взаимодействиях при энергии CERN-SPS 200 ГэВ/нуклон согласуются со стандартным сценарием предрезонансного поглощения в ”холодном” ядерном веществе вплоть до соударений S—U (NA38, [177, 185, 186]); однако недавно зарегистрировано аномально сильное поглощение J/Ψ (в пределах 10 стандартных отклонений от стандартного сценария) в соударениях Pb—Pb при энергии 158 ГэВ/нуклон

Таблица 2. Вероятность ”выживания” J/Ψ в $A - B$ -соударениях $S_{J/\Psi}^{\text{exp}}$ [177, 187] (данные для всех неупругих взаимодействий) в сравнении с результатами модели предрезонансного поглощения $S_{J/\Psi}^{\text{G1}}$ (Ф-ла (28)) с сечением $\sigma_{\text{abs}} = 7,3 \pm 0,6$ мб [176]

Система	$S_{J/\Psi}^{\text{exp}}$	$S_{J/\Psi}^{\text{G1}}$
O – Cu	$0,57 \pm 0,06$	$0,63 \pm 0,02$
O – U	$0,53 \pm 0,05$	$0,52 \pm 0,03$
S – U	$0,46 \pm 0,05$	$0,49 \pm 0,03$
Pb–Pb	$0,27 \pm 0,02$	$0,39 \pm 0,03$

в эксперименте NA50 [187] (см. табл.2 [176] и рис.9 [186]), которое усиливается с ростом центральности проходимо парой $c\bar{c}$ в ядерном веществе столкновения и может быть интерпретировано как результат формирования КПП [176, 188, 189]. Заметим, что экспериментальная нормировка выхода

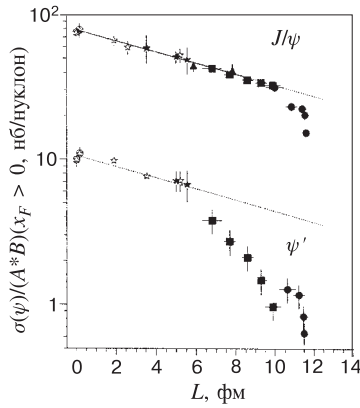


Рис. 9. Сечение рождения J/Ψ и Ψ' в $p - A$ и $A - B$ -соударениях как функция среднего расстояния L , проходимо парой $c\bar{c}$ в ядерном веществе ($L = (3/4) \times \{R_A(A-1)/A + R_B(B-1)/B\}$ для центральных столкновений и уменьшается с ростом параметра удара b). Пять точек S—U и Pb—Pb соответствуют различным значениям b . Прямые линии соответствуют $\exp(-\rho\sigma_{\text{abs}}L)$ с $\rho\sigma_{\text{abs}} = 0,088$ фм $^{-1}$ [186]

чармониев проводилась на сечение ”неподавляемого” процесса — рождения жестких мюонных пар Дрелла — Яна ($q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-$), которое пропорционально числу бинарных нуклон-нуклонных субстолкновений в ядро-ядерном взаимодействии, $\sigma_{AB \rightarrow \Psi} / \sigma_{AB}^{DY}$ и $\sigma_{AB}^{DY} = AB\sigma_{NN}^{DY}$. В то же время ”аномальное” поглощение Ψ' -резонанса наблюдается уже в столкновениях S—U и усиливается в соударениях Pb—Pb.

Формирование ”горячего” деконфаймированного состояния может произойти в результате многократных неупругих взаимодействий между ”ранеными” нуклонами (нуклонами-участниками), поэтому удобно ввести понятие ”плотности взаимодействий” [176] $\kappa \equiv N_c/N_w \geq 0,5$, где N_c и N_w — число нуклон-нуклонных субстолкновений и ”раненых” нуклонов соответственно. При этом $\kappa = 0,5$ для $p - p$ -соударений, $0,5 \leq \kappa \leq 1$ для $p - A$ -соударений, и κ может быть больше 1 только для $A - B$ -соударений, когда существует увеличивающаяся с центральностью столкновения вероятность перерасеяния ”раненых” нуклонов. Тогда деконфайнмент может достигаться при некотором критическом значе-

нии $\kappa_c = \kappa(b, s_c)$ (s_c — радиус "горячей" области при фиксированном b), и модифицированная вероятность "выживания" Ψ может быть записана в виде

$$S_{\psi}^{\text{dec}}(b)/S_{\text{GI}}(b) = [1 - f_{\Psi}(b)], \quad (29)$$

где доля чармониев внутри "горячей" области по сравнению с полным объемом взаимодействия равна

$$f_{\Psi}(b) = \int_0^{s_c} d^2s N_c(b, s) S_{\text{GI}}(b, s) / \int_0^{\infty} d^2s N_c(b, s) S_{\text{GI}}(b, s). \quad (30)$$

Оцениваемое в работе [176] критическое значение $\kappa_c \simeq 2,9$ для столкновений Pb—Pb дает хорошее согласие с экспериментальными данными по рождению J/Ψ , так же, как и оцениваемая в работе [189] плотность энергии в "горячей" фазе $\varepsilon_c \simeq 3,4$ ГэВ/фм³, значение которой близко к предсказываемому решеточной КХД значению критической плотности энергии кварк-адронного фазового перехода [35, 36].

Хотя интерпретация "аномального" подавления выхода J/Ψ в соударениях Pb—Pb как результат формирования КГП представляется вполне правдоподобной, тем не менее уже предлагаются альтернативные объяснения данного явления за счет Ψ - h -перерассейаний на сопутствующих адронах, $h + \Psi \rightarrow D + \bar{D} + X$, без дополнительного предположения о реализации сценария деконфайнмента [190, 191]. Начальная плотность адронного газа также определяется числом "раненых" нуклонов:

$$n_h(b, s) = N_h \left[\frac{dN_{\omega}(b, s)}{d^2s} \right], \quad (31)$$

где N_h — среднее число адронов, рожденных каждым "раненым" нуклоном. Тогда вероятность "выживания" Ψ в адронном газе, испытывающем квазиодномерное скейлинговое расширение, запишется в виде

$$S_{\Psi}^h = \frac{\int d^2s \exp[-v\sigma_{\Psi-h}n_h \ln(n_h/n_f)] \left[\frac{d^2S_{\text{GI}}}{d^2b d^2s}(b, s) \right]}{\left[\int d^2s \frac{d^2S_{\text{GI}}}{d^2b d^2s}(b, s; \sigma_{\text{abs}} = 0) \right]}, \quad (32)$$

где $\sigma_{\Psi-h}$ — сечение расщепления чармония сопутствующими адронами, v — средняя скорость Ψ относительно адронов, n_f — конечная плотность адронного газа на стадии "вымораживания".

В работе [190] S—U и Pb—Pb данные по рождению J/Ψ были описаны единым образом в модели сопутствующих адронов с сечениями поглощения

в "холодном" ядерном веществе и в "горячем" адронном газе $\sigma_{\text{abs}}^{J/\Psi-N} \simeq \simeq 4,8$ мб и $\sigma_{\text{dis}}^{J/\Psi-h} = 2\sigma_{\text{abs}}^{J/\Psi-N}/3 \simeq 3,2$ мб соответственно. Хотя значение сечения предрезонансного поглощения $\sigma_{\text{abs}}^{J/\Psi-N}$ в этом случае представляется несколько заниженным по сравнению с лучшим фитом $p-A$ -данных $7,3$ мб [176], большие ошибки эксперимента оставляют возможность и для $\sigma_{\text{abs}}^{J/\Psi-N} = 4,8$ мб.

Детальное исследование механизма диссоциации Ψ -резонансов в адронном газе, учитывающее вероятности переходов $J/\Psi + \pi \rightarrow \Psi' + X$ и $\Psi' + \pi \rightarrow J/\Psi + X$, было выполнено в работе [191]. Лучшее описание данных по рождению J/Ψ и Ψ' в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях, включая Pb—Pb, было достигнуто с использованием сечений поглощения $\sigma_{\text{abs}} = 4,1$ мб, $\sigma_{\text{dis}}^{J/\Psi-h} = 0,4$ мб, $\sigma_{\text{dis}}^{\Psi'-h} = 2,6$ мб, а также сечений переходов $\sigma^{J/\Psi \rightarrow \Psi'} = 0,1$ мб и $\sigma^{\Psi' \rightarrow J/\Psi} = 0,65$ мб.

В связи с неоднозначностью интерпретации имеющихся экспериментальных данных по рождению чармониев в ядро-ядерных взаимодействиях возникает необходимость рассмотрения дополнительных характеристик, чувствительных к ранней динамике реакций. В частности, в работе [192] предлагается исследовать распределение чармониев по поперечному импульсу, среднее значение которого должно увеличиваться с ростом выделяемой в событиях поперечной энергии E_T (или с уменьшением параметра удара b) в стандартной модели предрезонансного поглощения и, начиная с некоторого критического значения E_T , падать в "горячей" деконфайнированной среде. Такого характерного изменения в поведении среднего поперечного импульса J/Ψ как функции E_T не наблюдалось (в пределах ошибок) в столкновениях ядер вплоть до S—U, подобный же анализ спектра чармониев, образовавшихся в соударениях Pb—Pb, пока еще только проводится. В любом случае экспериментально наблюдаемое "аномальное" подавление рождения Ψ -резонансов представляется интригующим явлением, природу которого в полной мере только предстоит выяснить.

4.2. Экспериментальные перспективы. Для более тяжелых систем ($b\bar{b}$) подобный эффект подавления в сверхплотной сильновзаимодействующей материи ожидается при более высоких температурах, чем для ($c\bar{c}$), достижение которых ожидается в центральных соударениях тяжелых ионов на будущих коллайдерах RHIC и LHC. При этом степень подавления Υ -, Υ' - и Υ'' -резонансов, имеющих разные радиусы связанного состояния и энергию связи, будет различаться. Регистрация подавления Υ -резонансов в плотной материи является одной из основных задач физической программы по столкновениям тяжелых ионов в эксперименте CMS на коллайдере LHC [193].

Компактный мюонный соленоид (CMS) является одним из двух детекторов, предложенных первоначально для главной цели pp -программы на LHC — поиска хиггсовского бозона [26]. В связи с этим детектор оптимизируется

для точного измерения характеристик высокоэнергичных мюонов, фотонов, электронов и адронных струй, что дает возможность исследования "жестких" тестов КПП в столкновениях тяжелых ионов. Отличительной особенностью установки CMS является наличие мелкогранулированных электромагнитного и адронного калориметров, помещенных в сильное соленоидальное магнитное поле $B = 4$ Тл. Центральная баррель-часть покрывает диапазон быстрот $|\eta| < 1,5$. Экспериментально Υ -резонансы идентифицируются как пики в спектре по эффективной массе мюонных пар (используется канал распада $\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$). Таким образом, для надежной регистрации и точного измерения характеристик Υ -резонансов необходимо решить проблему распознавания мюонных треков при ожидаемой для центральных соударений тяжелых ядер сильной загрузке детекторов трекера. В случае CMS импульс мюона может быть измерен в центральном треkere детектора на расстоянии не более 1,3 м до вершины взаимодействия. Затем мюоны проходят через калориметры и регистрируются в мюонных камерах в диапазоне быстрот $|\eta| < 2,6$. Поперечный импульс мюона может быть определен в этом случае с точностью $\leq 1\%$ в магнитном поле 4 Тл [193].

Оптимизация алгоритма димюонной реконструкции основана на поиске критериев, которые позволили бы получать максимальное количество димюонов от распада Υ и в то же время максимально возможным образом подавить фон от некоррелированных пар мюонов от распада пионов и каонов, давших отклики в мюонных станциях. Эффективность восстановления зависит от множественности вторичных частиц: от 66% для максимальной множественности, соответствующей центральному взаимодействию Pb—Pb, до 90% для множественности в три раза меньшей. При этом эффективность восстановления димюонов от фоновых событий в шесть раз меньше и практически не зависит от множественности. Отношение сигнала к фону при наиболее "пессимистичных" оценках сечения рождения Υ и максимальной множественности не ниже 7% и увеличивается с уменьшением множественности [193], что дает возможность регистрации Υ -резонансов и исследования их свойств в связи с поиском сигналов формирования сверхплотной материи в ядроядерных взаимодействиях на LHC.

5. "ЖЕСТКИЕ" ТЕСТЫ ПЛОТНОЙ МАТЕРИИ В УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ СОУДАРЕНИЯХ ЯДЕР. II. АДРОННЫЕ СТРУИ

5.1. Перерассеяние жестких партонных струй в плотной материи. Наряду с подавлением тяжелых кваркониев одним из процессов, который мог бы дать информацию о самых ранних стадиях эволюции сверхплотной материи, образующейся в ультрарелятивистских столкновениях ядер при энергиях

коллайдеров RHIC и LHC, является прохождение через нее жестких струй цветозаряженных партонов, рождение пар которых происходит в самом начале процесса соударения ($\tau_{\text{form}} \sim 1/p_T \lesssim 0,01$ фм/с) в результате отдельных жестких нуклон-нуклонных (партон-партонных) рассеяний. Такие струи проходят через плотную партонную материю, формируемую из системы мини-струй в течение большого масштаба времени ($\gtrsim 0,1$ фм/с) [37, 38, 53–55, 60], и взаимодействуют с конститuentами среды, изменяя в результате дополнительных перерассеяний свои первоначальные свойства.

Полезным обстоятельством при этом является то, что рождение жестких адронных струй в экспериментах по e^+e^- -аннигиляции, в ep -, pp - и $p\bar{p}$ -взаимодействиях на коллайдерах — достаточно хорошо изученное явление, которое явилось наглядным тестом теории возмущений КХД, подтвердив на опыте справедливость многих ее предсказаний* (см., например, обзоры [194, 195]). Модификация свойств жестких струй, образованных в ядроядерных столкновениях, по сравнению с соответствующими адрон-адронными соударениями свидетельствовала бы о специфических ядерных эффектах, в частности, о перерассеянии струй в среде. Таким образом, поиск возможных инструментов изучения свойств сверхплотной материи приводит к необходимости выявления характеристик партонных струй, чувствительных к ее параметрам и характеру пространственно-временной эволюции.

На рис.10 схематично показана геометрия задачи о прохождении пары жестких партонных струй через цилиндрически-симметричную плотную материю, образование которой ожидается в центральных ультрарелятивистских $A-A$ -соударениях. Пара жестких струй цветозаряженных партонов рождается в результате отдельного жесткого нуклон-нуклонного взаимодействия в вершине $P(R, \varphi)$ (R_T — расстояние от оси столкновения ядер z до вершины P , φ — азимутальный угол, определяющий направление движения струи), θ — полярный угол (для $p_T^{\text{jet}} \gg p_L^{\text{jet}}$, $\theta \sim \pi/2$). В простейшей партонной модели без учета глюонной радиации в начальном состоянии начальное жесткое рассеяние происходит в плоскости, и струи коррелированы по азимутальному углу вылета: $\varphi^{\text{jet1}} + \varphi^{\text{jet2}} = \pi$. Можно определить некомпланарность пары струй K_T как сумму проекций импульсов струй на ось, перпендикулярную плоскости начального рассеяния, и для малых $K_T \ll p_T^{\text{jet1,2}}$ получим

$$K_T \simeq 0,5(p_T^{\text{jet1}} + p_T^{\text{jet2}}) \sin(\varphi^{\text{jet1}} + \varphi^{\text{jet2}}). \quad (33)$$

Заметим, что экспериментально плоскость начального рассеяния определяется как плоскость, в которой минимальна некомпланарность K_T . В

*Корректное сопоставление свойств струй на партонном и адронном уровнях позволяет провести гипотеза "мягкого обесцвечивания", предполагающая, что адронизация не приводит к качественной перестройке распределения частиц в струе.

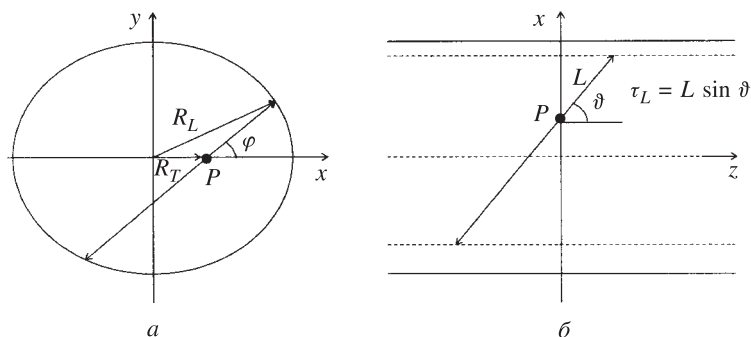


Рис. 10. Схема прохождения жестких струй через цилиндрически-симметричную плотную материю: z — направление оси столкновения ядер, $P(R, \varphi)$ — вершина рождения пары струй: а) срез $z = 0$, б) проекция на плоскость начального рассеяния. Сплошные линии ограничивают область, занимаемую плотной материей, штриховые линии представляют проекцию на плоскость рассеяния прямой, параллельной оси z и проходящей через точку, в которой струя выходит из среды

работе [196] впервые предлагалось использовать распределение по некомпланарности пары жестких струй как диагностическое средство КПП: было показано в простейшей модели сферически-симметричной плазмы, что некомпланарность чувствительна к многократному рассеянию струй на конstituентах среды и может быть применена для измерения начальной температуры КПП. Распределения по некомпланарности оценивались также для случая идеальной продольно-расширяющейся плазмы в работе [197] и для случая адронного газа в [198]. В последнее время активно ведутся поиски связанных с некомпланарностью величин, чувствительных к начальным параметрам плотной среды [199,200] и к характеру ее пространственно-временной эволюции [201–203]. Заметим, однако, что извлечение информации о свойствах высокотемпературной среды из распределения по некомпланарности струй в реальном эксперименте сильно затруднено разного рода фоновыми эффектами. В частности, глюонная радиация в начальном и конечном состояниях, ферми-движение нуклонов в ядре и кварков в нуклоне, адронизация, особенности калориметрии и алгоритма поиска струй будут приводить к дополнительной некомпланарности, которая может существенно превышать некомпланарность, связанную с перерассеянием [197–199], вопрос о надежном выделении которой, таким образом, остается открытым.

Другим интересным эффектом, ожидаемым при прохождении жесткой партонной струи через КПП, является развитие динамических неустойчивостей в среде, которые должны приводить к пространственно-неоднородному распределению цветового заряда и сопровождаться характерным излучением пионов и фотонов [204,205]. Однако возможность экспериментальной реги-

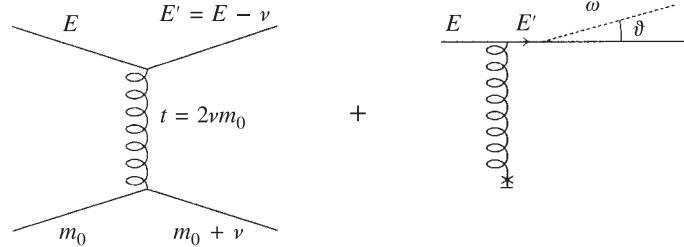


Рис. 11. Фейнмановские диаграммы для элементарного акта рассеяния жесткого партона с начальной энергией $E \gg m_0 \sim 3T$ в плотной материи при температуре T (m_0 — характерная энергия конstituента среды) с учетом столкновительных ν и радиационных ω энергетических потерь

страции этого эффекта в ультррелятивистских соударениях ядер не представляется очевидной, вследствие больших фоновых эффектов, и требует дальнейшего изучения.

Важным вопросом является исследование механизмов энергетических потерь жестких партонов в "горячей" сильновзаимодействующей материи. При этом следует различать столкновительные потери, обусловленные упругим перерассеянием жесткого партона на конstituентах среды [202, 203, 206, 207], и радиационные потери, связанные с испусканием "тормозных" глюонов [208–216] (см. рис.11). В работах [208] и [212] было впервые предложено использовать подавление выхода пар жестких струй и повышенное отношение выхода одиночных моноструй к парам струй, соответственно, обусловленные энергетическими потерями партонов в среде, как признак формирования сверхплотного состояния КПП в соударениях ядер. При этом указывалось на возможное изменение механизма радиационных потерь жесткого партона во время кварк-адронного фазового перехода.

Еще одним существенным следствием интенсивных потерь энергии c - и b -кварков в плотной среде может стать модификация спектра дилептонов в области инвариантных масс $1,5 \leq M \leq 2,5$ ГэВ/ c^2 : доминирование вклада от прямых дилептонов и рассеяния Дрелла — Яна над вкладом от полулептонного распада $D\bar{D}$ ($B\bar{B}$) $\rightarrow l^+l^-$, обусловленное подавлением выхода чармированных и боттомированных адронов $D\bar{D}$ и $B\bar{B}$ [217, 218].

Хотя глюонная радиация является весьма эффективным механизмом энергетических потерь жесткого партона в плотной среде [209–211], в асимптотическом режиме Бете — Гайтлера независимых излучений (времена формирования излучаемых глюонов τ_f много меньше длины свободного пробега жесткого партона λ) "тормозные" глюоны испускаются в узком конусе струи $\theta^{BH} \lesssim \sqrt{m_0/E}$ (m_0 — типичная энергия конstituента среды), и если измерять энергию струи, суммируя энергию всех адронов в достаточно широ-

ком конусе $\theta > \theta^{BH}$, то основная часть энергии начального партона может быть восстановлена [209]. Однако в недавних работах [213, 214] было показано, что отличительной особенностью энергетического спектра "тормозных" глюонов в КХД-среде является характерное уширение конуса излучения ($\theta^* \gtrsim \sqrt{m_0/E}$), связанное с деструктивной интерференцией между различными амплитудами рассеяния с учетом диаграмм, соответствующих перерассеянию "тормозных" глюонов в материи (КХД-аналог эффекта Ландау — Померанчука — Мигдала в КЭД [64]). В то же время "термальные" частицы, упруго проваимодействовавшие с жестким партоном, летят преимущественно в направлении, ортогональном направлению движения струи, поэтому большая часть столкновительных потерь, в отличие от радиационных, является "невосстановимой" с экспериментальной точки зрения.

Отметим, что непосредственное измерение энергетических потерь жестких партонов в эксперименте могло бы дать важную информацию о механизме многократного рассеяния цветозаряженного объекта в КХД-среде. В связи с этим несомненный интерес представляет исследование не только двух- и многоструйных событий, но и событий, где партонная струя рождается вместе с "неподавляемой" частицей, которая, не испытывая сильного взаимодействия, может почти свободно покинуть плотную материю на протяжении всех этапов ее эволюции, как, например, жесткий фотон [219] (процесс типа $q+g \rightarrow q+\gamma$ или $q+\bar{q} \rightarrow g+\gamma$) или Z^0 -бозон [220] ($q+g \rightarrow q+Z \rightarrow q+\mu^++\mu^-$ или $q+\bar{q} \rightarrow g+Z \rightarrow g+\mu^++\mu^-$). "Помеченная" таким образом партонная струя испытывает перерассеяние в плотной материи, в то время как летящая в противоположном направлении "неподавляемая" частица регистрируется с энергией, близкой к начальной энергии струи. Заметим, однако, что малое сечение таких процессов (по сравнению с сечением жесткого партон-партонного рассеяния, типа $gg(gq,qq) \rightarrow gg(gq,qq)$ и др.), определяющееся малостью константы электромагнитного взаимодействия, может затруднить задачу получения статистики, необходимой для систематического анализа и однозначной интерпретации данных.

Важно отметить, что в случае адрон-адронных соударений только жесткие партон-партонные взаимодействия с передачей импульса много больше масштабного параметра КХД $\Lambda \simeq 200$ МэВ могут быть рассмотрены в рамках теории возмущений КХД, в то время как мягкие непертурбативные взаимодействия обычно описываются с помощью феноменологических струнных моделей. Однако в сверхплотной кварк-глюонной системе ($n^{1/3} \gg \Lambda$, где n — плотность числа частиц), в которой в силу коллективных эффектов экранируется цветное взаимодействие, партоны полагаются асимптотически свободными, что позволяет рассмотреть задачу о рассеянии жесткого партона в КПП в рамках теории возмущений КХД [209, 210]. При этом дебаевская экранирующая масса μ_D является естественным параметром, регулирующим сечение партон-партонного рассеяния.

5.2. Модельный учет потерь энергии жесткой партонной струи в расширяющейся плотной материи. В настоящем разделе мы рассмотрим простую кинетическую модель [197, 202, 203, 216] учета энергетических потерь жесткой партонной струи в цилиндрически-симметричной расширяющейся плотной материи. Изменение 4-импульса струи в результате ее многократного рассеяния на движущихся с такой же продольной быстротой конституентах среды представляет собой результат усреднения по всем возможным вершинам рождения струи и пространственно-временной эволюции материи. Среднее число рассеяний $\langle N_{rsc} \rangle$ жесткого партона струи, образованной в центральном АА-соударении в области быстрот $y \approx 0$, вычисляется по формуле

$$\langle N_{rsc} \rangle = \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{2\pi} \int_0^{R_A} dR \cdot P_A(R) \int_{\tau_0}^{\tau_L} d\tau \sum_b \sigma_{ab}(\tau) \cdot n_b(\tau), \quad (34)$$

где n_b — плотность b -го сорта конституентов среды, σ_{ab} — сечение взаимодействия партона струи a с конституентом b , τ_0 и τ_L ($> \tau_0$) — собственные времена формирования среды и выхода струи из среды соответственно, R — расстояние от оси столкновения ядер z до вершины рождения струи, φ — азимутальный угол, определяющий направление движения струи, R_A — радиус сталкивающегося ядра (см. рис.10). Так как в начальном жестком партон-партонном рассеянии участвуют два нуклона, то распределение по вершине рождения пары струй $P_A(R) \propto T_A^2(R)$, где $T_A(\mathbf{b}) = A \int dz \rho_A(\mathbf{b}, z)$ — функция ядерной толщины. В случае изотропного распределения плотности нуклонов в ядре, что может служить хорошим приближением для центральных соударений (профиль взаимодействия $\sigma_{pr}^{AA}(|\mathbf{b}| \ll R_A) \approx 1$), получим

$$P_A(R) = \frac{3}{2} \frac{1}{R_A} \left(1 - \frac{R^2}{R_A^2} \right), \quad R \leq R_A. \quad (35)$$

Если мы пренебрегаем поперечным расширением среды на ранних стадиях эволюции, то время выхода τ_L струи из среды

$$\tau_L = \sqrt{R_A^2 - R^2 \sin^2 \varphi} - R \cos \varphi. \quad (36)$$

В качестве метода решения, позволяющего получать распределения по любым кинематическим характеристикам струй (и при необходимости учитывать эффекты адронизации, особенности калориметрии и алгоритма поиска струй, что важно при изучении адронных струй, наблюдаемых в реальном эксперименте), удобно использовать численное моделирование свободного пробега жесткого партона в среде в рамках линейной кинетической теории, когда

интервал между двумя "успешными" перерасеяниями $l_i = \tau_{i+1} - \tau_i$ определяется в соответствии с плотностью вероятности:

$$\frac{dP}{dl_i} = \lambda^{-1}(\tau_{i+1}) \cdot \exp\left(-\int_0^{l_i} \lambda^{-1}(\tau_i + s) ds\right), \quad (37)$$

где обратная средняя длина свободного пробега $\lambda_a^{-1}(\tau) = \sum_b \sigma_{ab}(\tau) n_b(\tau)$. Если длина свободного пробега значительно превышает дебаевский радиус цветовой экранировки μ_D^{-1} в плазме $\lambda \gg \mu_D^{-1}$, то рассеяния можно рассматривать как независимые, и эффективное цветное поле можно аппроксимировать статическим дебаевским экранирующим потенциалом [210]. В этом случае доминирующий вклад в дифференциальное сечение рассеяния партона струи с энергией E на термальных партонах с энергией $m_0 \sim 3T$ имеет вид

$$\frac{d\sigma_{ab}}{dt} \cong C_{ab} \frac{2\pi\alpha_s^2(t)}{t^2}, \quad (38)$$

где $C_{ab} = 9/4, 1, 4/9$ для gg -, gq - и qq -рассеяний соответственно, t — квадрат переданного 4-импульса, $\alpha_s(t)$ — бегущая константа связи КХД:

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln(t/\Lambda^2)} \quad (39)$$

для N_f активных кварковых ароматов, и $\Lambda \simeq 200$ МэВ — масштабный параметр КХД. При этом интегральное сечение партон-партонного рассеяния

$$\sigma_{ab} = \int \frac{m_0(\tau)E/2}{\mu_D^2(\tau)} dt \frac{d\sigma_{ab}}{dt} \quad (40)$$

регуляризуется квадратом дебаевской экранирующей массы, которая может быть оценена для КГП в низшем порядке теории возмущений КХД [221]:

$$\mu_D^2 \cong 4\pi\alpha_s^* T^2 (1 + N_f/6) \quad (41)$$

с термальной константой связи $\alpha_s^* = \alpha_s(16T^2)$ (20), что довольно близко к результату решеточных вычислений [222] $\mu_D \simeq 2T$ для $N_f = 0$ в высокотемпературной области $T \gg T_c$.

Средние энергетические потери партона струи в расширяющейся цилиндрически-симметричной плотной материи могут быть вычислены как сумма

вкладов столкновительных и радиационных потерь (см. рис.11):

$$\Delta E_{\text{tot}} = \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{2\pi} \int_0^{R_A} dR \cdot P_A(R) \cdot \Delta E(R, \varphi), \quad (42)$$

$$\Delta E(R, \varphi) = \int_{\tau_0}^{\tau_L} d\tau \left(\sum_b \sigma_{ab}(\tau) \cdot n_b(\tau) \cdot \nu(\tau) + \frac{dE^{\text{rad}}}{dx}(\tau) \right), \quad (43)$$

где термально-усредненная передача энергии партона струи конститuentу среды с энергией m_0 в результате отдельного упругого перерасcеяния $\nu(\tau)$ при $E \gg m_0 \sim 3T$ оценивается* как

$$\nu(\tau) = \langle \frac{t}{2m_0} \rangle \simeq \frac{1}{4T(\tau)\sigma_{ab}(\tau)} \int dt \frac{d\sigma_{ab}}{dt} t. \quad (44)$$

Аналогичные выражения могут быть записаны для любой усредняемой характеристики струи (как, например, некопланарность или угол рассеяния), для численного вычисления которой необходимо задать изменение этой характеристики за индивидуальный акт перерасcеяния и уравнения, описывающие пространственно-временную эволюцию среды.

Заметим, что для достаточно высоких начальных температур $T_0 \gg T_c$ можно пренебречь влиянием поперечного расширения материи на интенсивность перерасcеяния партонов струи [203] и рассматривать одномерное буст-инвариантное движение кварк-глюонной жидкости. В этом случае струя покидает область, занимаемую плотной материей, перед началом смешанной фазы ($\tau_L \lesssim \tau_p$), и высокотемпературное приближение представляется применимым. В сценарии с учетом поперечного расширения, ускоряющего остывание горячей материи, в принципе, возможна ситуация, когда струя проходит через смешанную фазу, но интенсивность перерасcеяния партонов струи в среде является сильно возрастающей функцией температуры T и определяется, главным образом, самыми ранними стадиями эволюции. Влияние на нее смешанной фазы при $T = T_c$ (и тем более фазы адронного газа) по сравнению с "горячей" КГП представляется незначительным.

Вычисленное в работе [202] распределение суммарных столкновительных потерь энергии пары gg -струй с начальной энергией $E_{\text{jet1}} = E_{\text{jet2}} = 100$ ГэВ,

*Мы здесь для простоты не рассматриваем возможность столкновительных потерь энергии в результате мягкого взаимодействия партонов струи с коллективными модами КГП (поляризация плазмы) [206, 207], включение которого не влияет на качественные выводы проводимого исследования.

образованных в центральной области быстрот $y_1 = y_2 = 0$ в соударениях Pb—Pb ($R_A \simeq 1,2 \cdot (207)^{1/3}$ фм), в вязкой продольно расширяющейся кварк-глюонной жидкости для различных значений параметра вязкости C_η представлено на рис.12. При этом начальные условия формирования глюонно-избыточной материи ($N_f \sim 0$) в столкновениях тяжелых ионов (Pb—Pb) при энергии ЛНС ($\sqrt{s} \simeq 6A$ ТэВ) были заданы, для определенности, в соответствии с недавними пертурбативными оценками, сделанными в работе [55] и основанными на использовании новых структурных функций из экспериментов по ep -рассеянию на ускорителе HERA [223, 224]: $\tau_0 \sim 0,1$ фм/с, $T_0 \sim 1$ ГэВ*.

Столкнительные потери складываются некогерентно в результате многих единичных актов рассеяния на конституентах плотной материи и практически не зависят от начальной энергии струи E_{jet} при $E_{jet} \gg T$ (см. ур.(44)), определяясь свойствами среды. Наличие вязкости приводит к значительному замедлению остывания КПП, струя в этом случае проводит больше времени в самых горячих и плотных областях среды, и интенсивность перерассеяния (которая является сильно возрастающей функцией температуры) растет с увеличением коэффициента вязкости.

Более сложной проблемой является корректный учет радиационных потерь струи, которые существенно зависят от ее углового размера. В работах [213,214] было указано на возможность существования трех асимптотических режимов радиационных потерь в пределе $E \rightarrow \infty$: режим Бете — Гайтлера независимых излучений ($dE/dx \propto \mu_b^2$ при $\tau_f \ll \lambda$), режим Ландау — Померанчука когерентного подавления ($dE/dx \propto \sqrt{E}$ при $\lambda \ll \tau_f \ll \tau_L$) и факторизационный режим ($dE/dx \propto E$ с точностью до логарифмиче-

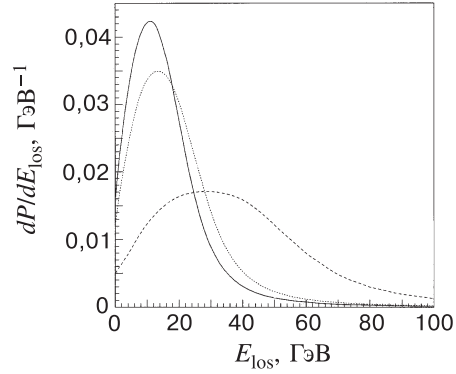


Рис. 12. Распределение суммарных столкнительных энергетических потерь пары gg -струй с начальной энергией $E_{jet1} = E_{jet2} = 100$ ГэВ при различных значениях коэффициента вязкости C_η в продольно расширяющейся КПП, $T_0 = 1$ ГэВ [202]: $C_\eta = 0$ (сплошная линия), $0,06$ (пунктирная), $0,34$ (штриховая)

*Следует иметь в виду, что эти оценки являются довольно приближенными и модельно-зависимыми. В частности, учет высших порядков по α_s при вычислении начальной плотности энергии системы министруй, эффект ядерной экранировки и неопределенности структурных функций в области малых бьеркеновских x могут приводить к существенным вариациям начальной температуры T_0 .

ского множителя $\ln E$ при $\tau_f \gg \tau_L$). Возможность реализации какого-либо из асимптотических режимов зависит от частоты излучаемого глюона и от свойств среды. Количественное исследование углового распределения частиц внутри струи осложняется тем, что направление движения излученного глюона является плохо определяемой величиной вследствие когерентных эффектов в КХД-среде [213]. Качественный анализ показывает [216], что радиационные потери очень "узких" струй слабо зависят от свойств среды, определяются, главным образом, начальной энергией струи и могут быть значительными по сравнению со столкновительными потерями: $\Delta E_{\text{rad}}(\Delta\theta_{\text{jet}} \rightarrow 0) \sim \sim E_{\text{jet}} \gg \Delta E_{\text{col}}$. При этом радиационные потери струи быстро падают с увеличением ее углового размера и становятся сравнимыми со столкновительными потерями при $\Delta\theta_{\text{jet}} \gtrsim 5 - 10^\circ$.

"Широкоугольные" потери энергии могут приводить к существенному подавлению выхода пар жестких струй с поперечными импульсами больше порогового значения p_{cut} , $R^{\text{dijet}}(p_{T1}, p_{T2} > p_{\text{cut}})$, и повышенному отношению выхода моноструй $R^{\text{mono}}(p_{T1} > p_{\text{cut}}, p_{T2} < p_{\text{cut}})$ к парам струй в центральных АА-столкновениях:

$$R_{AA}^{\text{dijet}}(p_{T1}, p_{T2} > p_{\text{cut}}, y = 0) = \int dy_1 \int dy_2 \int_{p_{\text{cut}}} dp_{T1} \int_{p_{\text{cut}}} dp_{T2} \sum_{i,j} \left(\frac{dN_{ij}^{\text{dijet}}}{dy_1 dy_2 dp_{T1} dp_{T2}} \right)_{AA}, \quad (45)$$

$$R_{AA}^{\text{mono}}(p_{T1} > p_{\text{cut}}, p_{T2} < p_{\text{cut}}, y = 0) = \int dy_1 \int dy_2 \int_{p_{\text{cut}}} dp_{T1} \int^{p_{\text{cut}}} dp_{T2} \sum_{i,j} \left(\frac{dN_{ij}^{\text{dijet}}}{dy_1 dy_2 dp_{T1} dp_{T2}} \right)_{AA}, \quad (46)$$

где число пар струй типа ij с импульсами p_{T1}, p_{T2} , образованных в начальных жестких процессах рассеяния, определяется как

$$\frac{dN_{ij}^{\text{dijet}}}{dy_1 dy_2 dp_{T1} dp_{T2}} = T_{AA}(0) \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{2\pi} \int_0^{R_A} dR \cdot P_A(R) \int dp_T^2 \frac{d\sigma_{ij}}{dp_T^2} \delta(p_{T1} - p_T + \Delta E_i(\varphi, R)) \delta(p_{T2} - p_T + \Delta E_j(\pi - \varphi, R)), \quad (47)$$

$T_{AA}(b) = \int d^2s T_A(\mathbf{s}) T_A(\mathbf{b} - \mathbf{s})$ — стандартная функция ядерного перекрытия с нулевым прицельным параметром $b = 0$, $d\sigma_{ij}/dp_T^2$ — дифференциальное сечение начального партон-партонного рассеяния в отдельном нуклон-нуклонном взаимодействии.

Заметим, что для того, чтобы избежать ошибок, связанных с нормировкой светимости коллайдера для разных ядер, экспериментальное определение фактора подавления пар струй может быть произведено относительно известного сечения какого-либо "неподавляемого" процесса (которое пропорционально числу бинарных нуклон-нуклонных соударений в ядро-ядерном взаимодействии), как, например, рождение жестких мюонных пар Дрелла—Яна ($q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-$) или $Z^0(\rightarrow \mu^+\mu^-)$ бозона:

$$R_{AA}^{\text{dijet}}/R_{pp}^{\text{dijet}} = \left(\sigma_{AA}^{\text{dijet}}/\sigma_{pp}^{\text{dijet}} \right) / \left(\sigma_{AA}^{DY,Z}/\sigma_{pp}^{DY,Z} \right), \quad (48)$$

в то время как определение отношения $R^{\text{mono}}/R^{\text{dijet}}$ не требует какой-либо внешней нормировки.

5.3. Природа адронных струй в ультрарелятивистских соударениях ядер и экспериментальные перспективы. Напомним, что с экспериментальной точки зрения струя (jet) определяется как совокупность летящих в узком конусе углов частиц (преимущественно адронов), поперечный импульс $K_{\perp i}$ относительно оси струи которых много меньше соответствующего продольного импульса K_{Li} , $K_{\perp i} \ll K_{Li}$. Отбор струйных событий, как правило, основан прежде всего на требовании, чтобы поперечная энергия кластера (совокупности сегментов калориметра) $E_{\text{jet}} = \sum_i E_i \sin \theta_i$ была больше некоторого порога (сумма берется по локальному выделению энергии в ячейках калориметра i , и θ_i — полярный угол, отсчитываемый от направления пучка). Струи определяются в результате комбинации сигналов от соседних ячеек калориметра, начинающихся с ячейки с наибольшей поперечной энергией и отделенных от нее расстоянием $R = \sqrt{(\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2)}$, меньшим, чем радиус струи — параметр R_{jet} [225]. Заметим, что в [226] был рассмотрен более общий инвариантный метод выделения струйных событий в пространстве относительных четырехмерных скоростей $u_i = p_i/m_i$ (p_i и m_i — соответственно 4-импульс i -й частицы и ее масса), который, однако, еще не использовался при анализе экспериментальных данных в коллайдерных экспериментах.

Использование характеристик струй для изучения условий формирования сверхплотной материи в реальном эксперименте по ультрарелятивистским столкновениям тяжелых ядер сильно затруднено фоном "ложных" струй — статистических флуктуаций потока поперечной энергии, обусловленных огромной множественностью вторичных частиц в событии (предсказания различных моделей Монте-Карло составляют от 3000 до 8000 заряженных частиц на единицу быстроты в центральных соударениях Pb—Pb для энергии ЛHC $\sqrt{s} = 6A$ ТэВ). Все ячейки калориметра заполнены в этом случае (размер ячейки в пространстве $\eta - \phi$ порядка $\Delta\eta \times \Delta\phi \sim 0,1 \times 0,1$), и отклик калориметра на поток поперечной энергии большого числа "термальных" частиц, попадающих в данную ячейку, может имитировать сигнал от одной частицы

с большим p_T . В таких условиях вопрос об идентификации "истинных" КХД-струй от жесткого партон-партонного рассеяния приобретает особую актуальность для физической программы по столкновениям тяжелых ионов на коллайдерах.

Выделение в эксперименте струй с очень большими поперечными импульсами приводит к малой вероятности таких событий (приближенно $\sigma_{\text{hard}} \propto 1/p_{T \text{ min}}^2$). Однако из-за сильного упорядочения импульсов частиц внутри жесткой КХД-струи такие струи можно отличить от "термальных" слабокоррелированных струй при меньших значениях параметра обрезания по поперечному импульсу, и этим обстоятельством можно воспользоваться для оптимизации алгоритма поиска струй в ядро-ядерных взаимодействиях. Так, в работе [227] на основе сравнительного анализа свойств жестких КХД-струй и "ложных" статистических струй было указано на существенные различия в их внутренней структуре:

1) разная зависимость множественности частиц в струе $\langle n \rangle$ от энергии струи E_{jet} :

$$\langle n \rangle_{\text{QCD}} \propto \exp \sqrt{\frac{2N_c}{\pi b} \ln \frac{E_{\text{jet}}^2}{\Lambda^2}}, \quad (49)$$

$$\langle n \rangle_T \propto \left(\frac{E_{\text{jet}}}{T} \right)^3 (1 - \cos \theta_0); \quad (50)$$

2) разная зависимость положения максимума в распределении по доли уносимого частицей струи продольного импульса z от энергии струи E_{jet} :

$$z_{\text{max QCD}} \simeq \sqrt{\frac{Q_0}{2E_{\text{jet}}}}, \quad (51)$$

$$z_{\text{max T}} \propto \left(\frac{T}{E_{\text{jet}}} \right)^3 (1 - \cos \theta_0)^{-1}; \quad (52)$$

3) разная дисперсия распределения по множественности частиц в струе, $D = \sqrt{(\langle n(n-1) - \langle n \rangle^2) / \langle n \rangle^2}$,

$$D_g = \frac{1}{\sqrt{3}}, \quad D_q = \frac{\sqrt{3}}{2}, \quad E_{\text{jet}}^2 \gg Q_0^2 \quad (53)$$

$$D_T \propto \sqrt{\left(\frac{T}{E_{\text{jet}}} \right)^3 (1 - \cos \theta_0)^{-1}}, \quad (54)$$

(индексы g и q относятся, соответственно, к глюонной и кварковой струям);

4) разная зависимость среднего поперечного импульса $\langle K_{\perp} \rangle$ от энергии струи E_{jet} :

$$\langle K_{\perp}^2 \rangle_{\text{QCD}} \propto \frac{E_{\text{jet}}^2}{\ln \frac{E_{\text{jet}}^2}{\Lambda^2}}, \quad (55)$$

$$\langle K_{\perp}^2 \rangle_T \propto E_{\text{jet}}^2, \quad (56)$$

где T — температура системы, θ_0 — угловой размер струи, $\Lambda \simeq 200$ МэВ, $Q_0^2 \simeq 1$ ГэВ², $N_c = 3$, $b = (11N_c - 2N_f)/12\pi$.

При этом отличительные особенности "термальных" и КХД-струй должны проявляться в свойствах регистрируемых адронных струй в условиях реального эксперимента. В частности, в работе [227] было проведено моделирование рождения и детектирования струй в условиях проектируемого эксперимента CMS на коллайдере LHC [193], учитывающее магнитное поле $B = 4$ Тл, энергетическое разрешение, грануляцию и геометрические размеры адронного калориметра, центральную область быстрот $|\eta| < 1,5$, а также описание "термального" фона в центральных соударениях Pb—Pb в рамках гидродинамической модели (средний поперечный импульс "термальных" адронов в этом случае равен $\langle p_T^{\pi} \rangle = 0,5$ ГэВ для пионов и $\langle p_T^K \rangle = 0,7$ ГэВ для каонов, что довольно близко к предсказаниям партонной каскадной модели (PCM) [57] для центральных соударений самых тяжелых ядер, $A \sim 200$, при энергии LHC; при этом каоны полагались "термально" подавленными вследствие их более тяжелой массы, $K^{\pm}/\pi^{\pm} \simeq 0,2$). Заметим, что триггером для центральных событий может служить отбор событий с максимальным выделением поперечной энергии в центральной баррел-части калориметров CMS, увеличение которой коррелировано с уменьшением параметра удара b .

События моделировались как суперпозиция "термального" события и жесткого партон-партонного рассеяния, генерируемого с помощью модели Монте-Карло адрон-адронных взаимодействий PYTHIA [228] (с учетом развития начального жесткого КХД-ливня и адронизации струй в соответствии с лундовской струнной моделью). При этом число начальных жестких партон-партонных рассеяний с энергией $E_{T(\text{hard})} > E_T$ в центральном ядро-ядерном столкновении выражается через соответствующее нуклон-нуклонное сечение $\sigma_{pp}^{\text{jet}}(E_T, \sqrt{s} = 6 \text{ ТэВ})$ (вычисляемое в пертурбативной КХД с помощью PYTHIA) в рамках модели независимых бинарных субстолкновений как

$$N_{AA}^{\text{jet}} = \sigma_{AA}^{\text{jet}}/\sigma_{AA}^{\text{in}}(c) \simeq A^2 \sigma_{pp}^{\text{jet}}/\pi R_A^2, \quad (57)$$

где $R_A \simeq 1,2A^{1/3}$ фм — радиус ядра и $\sigma_{AA}^{\text{in}}(c)$ — неупругое сечение центрального AA-взаимодействия.

Производилась выборка струй с угловым размером конуса $R_{\text{jet}} = 0,5$; при этом если в событии наблюдалось более двух струй, то идентификация пары струй происходила в соответствии с отбором:

- 1) кластера с максимальной поперечной энергией,
- 2) кластера с максимальной проекцией поперечного импульса на направление, противоположное поперечному импульсу первого кластера, т.е.

$$E_{T(\text{jet1})} = \max_{i=1, n} (E_{Ti}),$$

$$E_{T(\text{jet2})} = \max_{i=2, n} (E_{Ti} \cdot \cos(\phi_1 + \phi_i - \pi)). \quad (58)$$

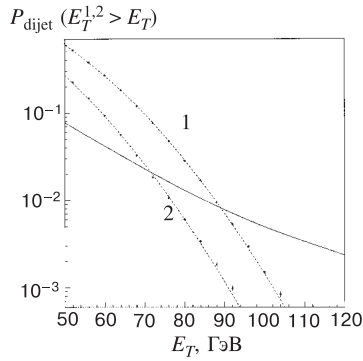


Рис. 13. Интегральные вероятности выхода пары струй в "термальных" событиях Pb—Pb в баррел-части CMS (точки), штриховые линии представляют аппроксимацию функцией Гаусса. Сплошная кривая — вероятность рождения пары жестких КХД-струй с продольными быстройми $|y_{\text{jet1,2}}| < 1,5$ в соударениях Pb—Pb, $E_{\text{jet1,2}} > E_T$ [227]: 1 — $dN^{\pm}/dy = 8000$, 2 — $dN^{\pm}/dy = 3000$

На рис.13 представлены интегральные вероятности выхода пары струй в "термальных" событиях Pb—Pb в баррел-части CMS и рождения пары жестких КХД-струй с продольными быстройми $|y_{\text{jet1,2}}| < 1,5$ в соударениях Pb—Pb при энергии ЛНС. Существенное различие в форме энергетического спектра "термальных" (хорошо аппроксимируется функцией Гаусса) и КХД-струй (степенная E_T -зависимость) позволяет "распознавать" жесткие двухструйные события в случае, когда энергетические потери партонов струи в среде не учитываются, начиная с минимальной энергии струи $E_{\text{jet}}^{\text{min}} \sim 100$ ГэВ для $dN^{\pm}/dy = 8000$ и $E_{\text{jet}}^{\text{min}} \sim 85$ ГэВ для $dN^{\pm}/dy = 3000$. Топология типичного "жесткого" события Pb—Pb ($dN^{\pm}/dy = 8000$) с $E_{T(\text{hard})} = 100$ ГэВ в пространстве $\eta - \varphi$ калориметра CMS показана на рис.14 (по вертикальной шкале отложена поперечная энергия ячейки). Отбор только одиночных струй (моноструй) или влияние потерь энергии жестких партонов струи в среде на выход пар струй может приводить к заметному повышению энергетического порога "распознавания" КХД-струй, но эффективное разделение "термальных" и жестких струй все же остается возможным при пороге $E_{\text{jet}}^{\text{min}} \sim 100$ ГэВ в случае использования дополнительного критерия, определяемого разной зависимостью среднего поперечного импульса частицы в струе от энергии E_{jet} . В частности,

но эффективное разделение "термальных" и жестких струй все же остается возможным при пороге $E_{\text{jet}}^{\text{min}} \sim 100$ ГэВ в случае использования дополнительного критерия, определяемого разной зависимостью среднего поперечного импульса частицы в струе от энергии E_{jet} . В частности,

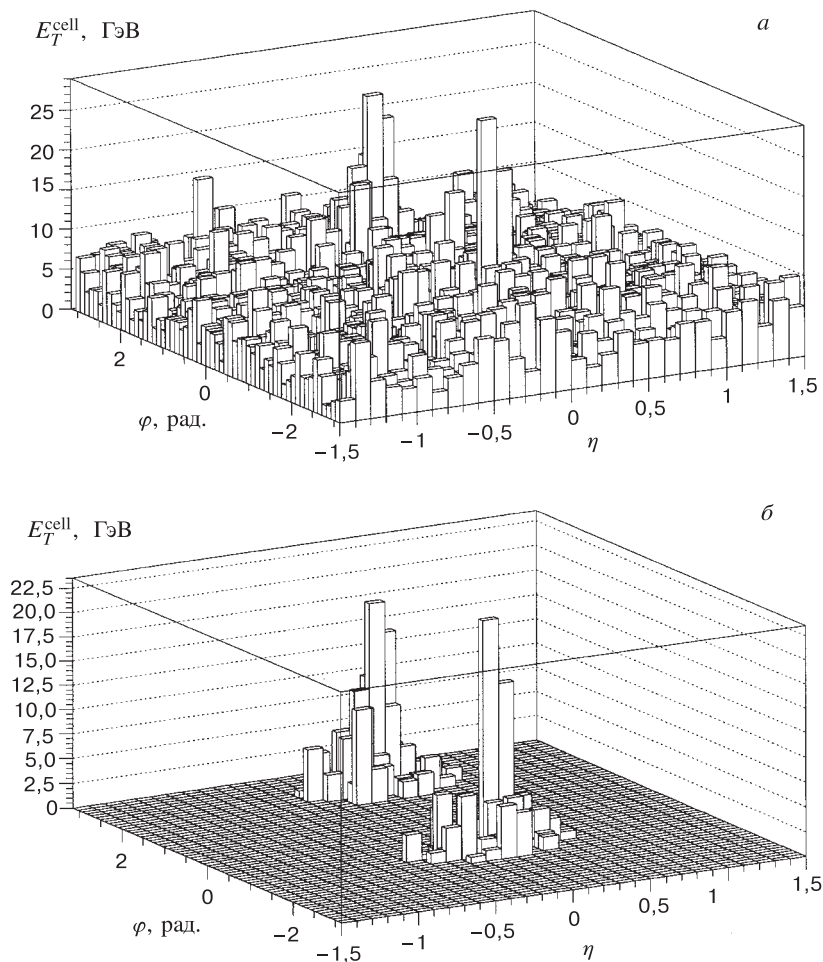


Рис. 14. Топология типичного "жесткого" события Pb—Pb с $E_{T(\text{hard})} = 100$ ГэВ (а) и форма пары струй после удаления "термального" фона (б) в пространстве η — φ калориметра CMS, по вертикальной шкале отложена поперечная энергия ячейки, $dN^\pm/dy = 8000$

если мы введем средневзвешенный радиус струи $\langle R \rangle$ как

$$\langle R \rangle = \sum_i R_{i0} \cdot E_i / E_{\text{jet}}, \quad E_{\text{jet}} = \sum_i E_i, \quad (59)$$

где R_{i0} — расстояние между ячейкой струи i и центром струи в пространстве η — φ , то отбор струй с $\langle R \rangle / R_{\text{jet}} \lesssim 0,5$ приведет к удалению

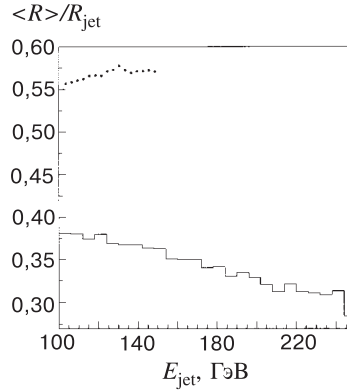


Рис. 15. Средневзвешенный радиус жесткой (гистограммы) и "термальной" (точки) струи $\langle R \rangle$ (59) как функция поперечной энергии E_{jet} , $dN^{\pm}/dy = 8000$ [227]

"ложных" струй с $E_{\text{jet}} \gtrsim 100$ ГэВ (см. рис.15, $dN^{\pm}/dy = 8000$). Эффект перерасеяния партонов в среде приводит к некоторому "уширению" струи, но основной вклад в суммарный поперечный импульс относительно оси струи дает начальный жесткий КХД-ливень, и вывод о различной внутренней структуре "термальных" и КХД-струй и возможности оптимизации на этой основе алгоритма поиска струй в данном случае также представляется справедливым.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Значительный прогресс, достигнутый в последнее время в моделировании КХД-систем на решетке, в частности, с включением динамических кварков, позволяет с большой степенью уверенности утверждать, что достижение деконфайнмента адронной материи и восстановление киральной симметрии должно иметь место при достаточно высоких температурах $T_c \sim 200$ МэВ и (или) плотностях барионного заряда. Предполагается, что условия для реализации кварк-адронного фазового перехода, имевшего, согласно современным космологическим представлениям, место в первые микросекунды эволюции Вселенной, могут быть достигнуты в результате генерации сильновозбужденной материи в экспериментах по ультрарелятивистским столкновениям ядер на действующих (AGS, SPS) и планируемых (RHIC, LHC) ускорителях.

В настоящем обзоре мы рассмотрели основные тесты, предлагаемые для экспериментального изучения свойств сверхплотной ядерной материи. Струнные микроскопические модели Монте-Карло довольно успешно описывают имеющиеся данные по столкновениям тяжелых ионов, в частности, распределения по множественности и инклюзивные спектры вторичных адронов, в

диапазоне энергий $\sqrt{s} \lesssim 10$ ГэВ/нуклон, когда основную часть адронных сечений составляют мягкие процессы. При этом согласование с экспериментом достигается путем модификации сценария независимых нуклон-нуклонных субстолкновений — включением разного рода коллективных эффектов, таких как адронное каскадирование и взаимодействие струн. При энергиях будущих коллайдеров RHIC и LHC, когда определяющий вклад в формирование начального состояния вносят жесткие и полужесткие процессы партон-партонного рассеяния с передачей импульса много больше масштабного параметра КХД, правомерным подходом к описанию ядро-ядерных взаимодействий представляется моделирование партонных каскадов в рамках теории возмущений КХД. Каскадные модели предсказывают достаточно быструю термализацию партонной материи в центральной области быстрот, однако вопрос о возможности достижения системой химического равновесия остается открытым, и наиболее вероятным сценарием представляется формирование "горячей" глюонной плазмы. Детальное моделирование развития партонных каскадов представляет собой весьма трудоемкую задачу, требующую значительных компьютерных усилий и большого количества счетного времени. С другой стороны, в случае, когда система достигает локального термального равновесия, ее дальнейшая эволюция может быть описана в рамках релятивистской гидродинамики. Относительно простые макроскопические гидродинамические модели успешно воспроизводят существующие экспериментальные данные при энергиях AGS и SPS и широко применяются для теоретического исследования физических процессов в ядро-ядерных взаимодействиях при более высоких энергиях.

Импульсные спектры адронов и двухчастичные корреляции идентичных частиц несут информацию о свойствах адронной материи на поздних стадиях "вымораживания", в частности, о степени ее термализации, коллективных потоковых эффектах и пространственно-временных размерах области источника частиц. Имеющиеся экспериментальные данные ("уширение" спектров по сравнению с соответствующими адрон-адронными соударениями и зависимость "радиуса гомогенности" от импульса пары частиц) указывают на локальную термализацию адронной материи в центральных соударениях тяжелых ядер, сильный продольный поток частиц вдоль оси столкновения и, вероятно, слабый поток в поперечном направлении. Наблюдаемый "избыток" дилептонов небольших масс может быть интерпретирован как результат излучения из кварк-глюонной фазы или модификации масс и ширин распада векторных мезонов в плотной материи, связанной с частичным восстановлением киральной симметрии. Усиленное рождение странных адронов также согласуется с предположениями о деконфайнменте и восстановлении киральной симметрии, хотя может быть описано и в рамках стандартных моделей адронных каскадов. Интригующим явлением представляется наблюдаемое в столкновениях Pb—Pb в эксперименте NA50 (SPS) и не согласующееся со

стандартной моделью предрезонансного поглощения в "холодном" ядерном веществе аномальное подавление выхода Ψ -резонансов, природу которого в полной мере еще только предстоит выяснить.

В будущих экспериментах на коллайдерах RHIC и LHC представляется весьма перспективным использование "жестких" тестов сверхплотной материи, несущих информацию о самых ранних стадиях ее эволюции. Наряду с подавлением тяжелых кваркониев Ψ и Υ , примером такого теста является прохождение через среду жестких струй цветозаряженных партонов, которые рождаются в самом начале процесса соударения в результате отдельных жестких нуклон-нуклонных рассеяний, проходят через плотную материю и взаимодействуют с ее сопутствующими конститuentами, что приводит к ряду интересных эффектов: столкновительным и радиационным потерям энергии струи, подавлению выхода пар жестких адронных струй и увеличению выхода моноструй, некомпланарности импульса пары струй, возбуждению динамических неустойчивостей в среде и ее поляризации. Решение проблемы идентификации жестких КХД-струй на фоне "ложных" струй — статистических флуктуаций потока поперечной энергии, обусловленных огромной множественностью вторичных частиц в событии, делает, таким образом, возможным использование характеристик струй для изучения условий формирования сверхплотной материи в проектируемых экспериментах по ультрарелятивистским столкновениям тяжелых ядер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Proc. of Pre-Quark Matter'95 Workshop "Physics with the Collider Detectors at RHIC and LHC", ed. by T.Hallman and J.Thomas. Monterey, 1995.
2. **Shuryak E.V.** — Phys. Rep., 1980, v.61, p.73.
3. **Satz H.** — Phys. Rep., 1982, v.88, p.349.
4. **Розенталь И.Л., Тарасов Ю.А.** — УФН, 1993, т.163, с.29.
5. **Дремин И.М., Леонидов А.В.** — УФН, 1995, т.165, с.759.
6. **Muller B.** — Rep. Progr. Phys., 1995, v.58, p.611.
7. **Harris J.W., Muller B.** — Ann. Rev. of Nucl. and Part. Science, 1996, v.46, p.71.
8. **Балдин А.М.** — ЭЧАЯ, 1977, т.8, с.429.
9. **Baldin A.M.** — Nucl. Phys., 1986, v.A447, p.207.
10. **Shuryak E.V.** — In: Proc. of Quark-Matter'90, Nucl.Phys., 1991, v.A525, p.3.
11. **Suhonen E.** — Phys. Lett., 1982, v.119B, p.81.
12. **Cline D.V.** — In: Proc. of Quark-Matter'96, Nucl.Phys., 1996, v.A610, p.500.
13. **Ваум G.** — In: Proc. of Quark-Matter'95, Nucl.Phys., 1995, v.A590, p.233.
14. **Блохинцев Д.И.** — ЖЭТФ, 1957, т.33, с.1295.
15. **Ефремов А.В.** — ЭЧАЯ, 1982, т.13, с.613.

16. **Балдин А.М.** — ЭЧАЯ, 1971, т.8, с.429.
17. **Ставинский В.С.** — ЭЧАЯ, 1979, т.10, с.949.
18. **Jones V.** — Nucl. Phys., 1984, v.A418, p.139.
19. **Takahashi Y.** — Nucl. Phys., 1988, v.A478, p.675.
20. **Burnett T.H. et al. (JACEE Coll.)** — In: Proc. of VIII International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions. Tokyo, 1994, p.513.
21. **Gaisser T.K.** — In: Proc. of 15th International Cosmic Ray Conference. Plovdiv, 1977, p.267.
22. **Lattes C.M.G., Fujimoto Y., Hasegawa S.** — Phys. Rep., 1980, v.65, p.151.
23. **Bjorken J.D., McLerran L.** — Phys. Rev., 1979, v.D200, p.2353.
24. **Gavin S., Muller B.** — Phys. Lett., 1994, v.329B, p.486.
25. Conceptual Design Report of the Relativistic Heavy Ion Collider, Brookhaven National Laboratory Report BNL-52195, 1989.
26. Design study of the Large Hadron Collider, CERN 91-03.
27. **Baldin A.M., Malakhov A.I.** — In: Proc. of Quark-Matter'93, Nucl. Phys., 1994, v.A566, p.611.
28. **Heisenberg W.** — Z.Phys., 1949, v.129, p.569.
29. **Fermi E.N.** — Progr. Theor. Phys., 1950, v.A5, p.570.
30. **Померанчук И.Я.** — ДАН СССР, 1951, т.78, с.889.
31. **Ландау Л.Д.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1953, т.179, с.51.
32. **Юкалов В.И., Юкалова Е.П.** — ЭЧАЯ, 1997, т.28, с.89.
33. **Wilson K.** — Phys. Rev., 1974, v.D10, p.2445.
34. **Laermann E.** — In: Proc. of Quark-Matter'96, Nucl.Phys. 1996, v.A610, p.1.
35. **Boyd G. et al.** — Nucl. Phys., 1996, v.B469, p.419.
36. **Engels J. et al.** — Phys. Lett., 1997, v.396B, p.210.
37. **Geiger K.** — Phys. Rev., 1992, v.D46, pp.4965,4986.
38. **Geiger K., Muller B.** — Nucl.Phys., 1992, v.B369, p.600.
39. **Wang X.-N., Gyulassy M.** — Phys. Rev., 1991, v.D44, p.3501; Phys. Rev., 1992, v.D45, p.844.
40. **Andersson B., Gustafson G., Hong Pi.** — Z.Phys., 1993, v.C57, p.485.
41. **Werner K.** — Phys. Rep., 1993, v.232, p.87.
42. **Амелин Н.С., Гудима К.К., Тонеев В.Д.** — ЯФ, 1990, т.51, с.1730.
43. **Capella A., Sukhatme U., Tan C.I., Tran Thanh Van J.** — Phys. Rep., 1994, v.236, p.225.
44. **Andersson B., Gustafson G., Ingelman G., Sjostrand T.** — Phys. Rep., 1983, v.97, p.31.
45. **Кайдалов А.Б.** — ЯФ, 1987, т.45, с.1452.
46. **Золлер В.Р.** — ЯФ, 1988, т.48, с.566.
47. **Kaidalov A.** — In: Proc. of Quark-Matter'90, Nucl.Phys., 1991, v.A525, p.39.
48. **Калмыков Н.Н., Остапченко С.С.** — ЯФ, 1993, т.56, с.105.
49. **Andersson B., Tai A.** — Z.Phys., 1996, v.C71, p.155.
50. **Amelin, N.S., Braun M.A., Pajares C.** — Phys. Lett., 1993, v.306B, p.312.
51. **Merino C., Pajares C., Ranft J.** — Phys. Lett., 1992, v.276B, p.168.

52. **Eskola K.J.** — Nucl. Phys., 1991, v.A525, p.393.
53. **Eskola K.J., Wang X.-N.** — Phys. Rev., 1994, v.D49, p.1284.
54. **Eskola K.J., Muller B., Wang X.-N.** — Phys.Lett, 1996, v.374B, p.20.
55. **Eskola K.J., Kajantie K., Ruuskanen P.V.** — Phys. Lett., 1994, v.332B, p.191.
56. **Dokshitzer Yu.L., Khoze V.A., Mueller A.H., Troyan S.I.** — Basics of Perturbative QCD, Editions Frontieres, Giff-sur-Yvette, 1991.
57. **Geiger K.** — Phys. Rev., 1993, v.D47, p.133.
58. **Arneodo M. et al. (EM Coll.)** — Nucl. Phys., 1990, v.B333, p.1;
Amaudruz P. et al. (NM Coll.) — Z.Phys., 1991, v.C51, p.387;
Adams M.R. et al. (E665 Coll.) — Phys. Rev. Lett., 1992, v.68, p.3266.
59. **Gyulassy M., McLerran L.** — Preprint CU-TH-826, 1997.
60. **Wang X.-N.** — In: Proc. of Quark-Matter'95, Nucl.Phys., 1995, v.A590, p.47.
61. **Shuryak E.** — Phys. Rev. Lett., 1992, v.68, p.3270.
62. **Xiong L., Shuryak E.** — Phys. Rev., 1994, v.C49, p.2207.
63. **Gyulassy M., Rischke D.H., Zhang B.** — Preprint CU-TP-757, 1996.
64. **Ландау Л.Д., Померанчук И.Я.** — ДАН СССР 1953, т.92, с.535,735;
Migdal A.B. — Phys. Rev., 1956, v.103, p.429.
65. **Jones P.G. et al. (NA49 Coll.)** — In: Proc. of Quark-Matter'96, Nucl. Phys., 1996, v.A610, p.188.
66. **Csernai L.P.** — Introduction to Relativistic Heavy Ion Collisions, Bergen University, 1992.
67. **Bjorken J.D.** — Phys. Rev., 1983, v.D27, p.140.
68. **Satz H.** — Phys. Lett., 1982, v.113B, p.245.
69. **Chodos A. et al.** — Phys. Rev., 1974, v.D9, p.3471.
70. **Kagiyama S., Nakamura A., Minaka A.** — Progr. Theor. Phys., 1986, v.76, p.171.
71. **Biro T., Barz H.W., Lukacs B., Zimanyi J.** — Phys. Rev., 1983, v.C27, p.2695.
72. **van Gersdorff H., McLerran L., Kataja M., Ruusknen P.V.** — Phys. Rev., 1986, v.D34, p.794.
73. **Kampfer B., Pavlenko O.P.** — Z.Phys., 1994, v.C62, p.491.
74. **Srivastava D.K., Mustafa M.G., Muller B.** — Preprint DUKE-TH-135, 1996.
75. **Lokhtin I.P., Snigirev A.M.** — Phys. Lett., 1996, v.378B, p.247.
76. **Лохтин И.П., Снигирев А.М., Хрущев В.В.** — ЯФ, 1997, т.60, с.125.
77. **Pal D., Roy P.K., Sarkar S., Srivastava D.K., Sinha B.** — Phys. Rev., 1997, v.C55, p.1467.
78. **Danielewicz P., Gyulassy M.** — Phys. Rev., 1985, v.D31, p.53.
79. **Hosoya A., Kajantie K.** — Nucl. Phys., 1985, v.B250, p.666.
80. **Akase Y. et al.** — Progr. Theor. Phys., 1989, v.82, p.591.
81. **Baum G., Monien H., Pethick C., Ravenhall D.** — Phys. Rev. Lett., 1990, v.64, p.1867.
82. **Engels J. et al.** — Z.Phys., 1989, v.C42, p.341.
83. **Клейманс Ж.Л., Ильин С.В., Смолянский С.А., Зиновьев Г.М.** — ЯФ, 1995, т.58, с.367.
84. **Cooper F., Frye G., Schonberg E.** — Phys. Rev., 1975, v.D11, p.192.

85. **Staubo E.F., Holme A.K., Csernai L.P., Gong M., Strottman D.** — Phys. Lett., 1989, v.229B, p.351.
86. **Sinyukov Yu.M., Averchenkov V.A., Lorstad B.** — Z.Phys., 1991, v.C49, p.417.
87. **Schnedermann E., Sollfrank J., Heinz U.** — Phys. Rev., 1993, v.C48, p.2462.
88. **Muroya S., Nakamura H., Namiki M.** — Progr. Theor. Phys. Suppl., 1995, v.120, p.209.
89. **Leonidov A., Nardi M., Satz H.** — Z.Phys., 1997, v.C74, p.535.
90. **Csorgo T., Lorstad B.** — Phys. Rev., 1996, v.C54, p.1390.
91. **Braun-Munzinger P., Stachel J., Wessels J.P., Xu N.** — Phys. Lett., 1995, v.344B, p.43.
92. **Akiba Y. et al. (E802 Coll.)** — In: Proc. of Quark-Matter'96, Nucl. Phys., 1996, v.A610, p.139.
93. **Lacasse R. et al. (E877 Coll.)** — Ibid, p. 153.
94. **Ahmad S. et al. (E891 Coll.)** — Phys. Lett., 1996, v.382B, p.35.
95. **Albrecht R. et al. (WA80 Coll.)** — Phys. Lett., 1988, v.202B, p.596; Z.Phys., 1992, v.C55, p.539.
96. **Akesson T. et al. (HELIOS Coll.)** — Nucl. Phys., 1990, v.B342, p.279.
97. **Bachler J. et al. (NA35 Coll.)** — Phys. Rev. Lett., 1994, v.72, p.1419.
98. **Braun-Munzinger P., Stachel J., Wessels J.P., Xu N.** — Phys. Lett., 1996, v.365B, p.1.
99. **Helstrup H. et al. (WA97 Coll.)** — In: Proc. of Quark-Matter'96, Nucl. Phys., 1996, v.A610, p.165.
100. **Xu N. et al. (NA44 Coll.)** — Ibid, p.175.
101. **Peitzmann T. et al. (WA98 Coll.)** — Ibid, p.200.
102. **Stachel J.** — Ibid, p.509.
103. **Videbaek F. et al. (E802 Coll.)** — In: Proc. of Quark-Matter'95, Nucl.Phys., 1995, v.A590, p.249.
104. **Strobele H.** — In: Proc. of Quark-Matter'96, Nucl. Phys., 1996, v.A610, p.102.
105. **Ornik U. et al.** — Phys. Lett., 1996, v.376B, p.212.
106. STAR Conceptual Design Report, Lawrence Berkeley Laboratory Report PUB-5347, 1992; **Harris J. et al.** — In: Proc. of Quark-Matter'93, Nucl. Phys., 1994, v.A566, p.311.
107. PHOBOS Conceptual Design Report, BNL, 1993; **Wyslouch B. et al.** — In: Proc. of Quark-Matter'93, Nucl. Phys., 1994, v.A566, p.305.
108. BRAHMS Conceptual Design Report, BNL, 1994; **Videbaek F. et al.** — In: Proc. of Quark-Matter'93, Nucl. Phys., 1994, v.A566, p.299.
109. ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC 95-71; **Schukraft J. et al.** — In: Proc. of Quark-Matter'93, Nucl. Phys., 1994, v.A566, p.311.
110. **Hanbury-Brown R., Twiss R.Q.** — Nature, 1956, v.178, p.1046.
111. **Копылов Г.И., Подгорецкий М.И.** — ЯФ, 1973, т.18, с.656; **Kopylov G.I.** — Phys. Lett., 1974, v.50B, p.472.
112. **Boal D., Gelbke C.G., Jennings B.** — Rev. Mod. Phys., 1990, v.62, p.553.
113. **Makhlin A.N., Sinyukov Yu.M.** — Z.Phys., 1988, v.C39, p.69.
114. **Pratt S., Csorgo T., Zimanyi J.** — Phys. Rev., 1990, v.C42, p.2646.
115. **Akkelin S.V., Sinyukov Yu.M.** — Phys. Lett., 1995, v.356B, p.525.

116. **Wiedemann U.A., Scotto P., Heinz U.** — Phys. Rev., 1996, v.C52, p.918.
117. **Heinz U.** — In: Proc. of Quark-Matter'96, Nucl. Phys., 1996, v.A610, p.264.
118. **Yano F., Koonin S.** — Phys. Lett., 1978, v.B78, p.556.
119. **Подгорецкий М.И.** — ЯФ, 1983, т.37, с.272.
120. **Ferenc D.** — In: Proc. of Quark-Matter'96, Nucl. Phys., 1996, v.A610, p.523.
121. **Miskowiec D. et al. (E877 Coll.)** — Ibid, p.227.
122. **Franz A. et al. (NA44 Coll.)** — Ibid, p.240.
123. **Csorgo T., Lorstad B., Zimanyi J.** — Z.Phys., 1996, v.C71, p.491.
124. **Kadija K. et al. (NA49 Coll.)** — In: Proc. of Quark-Matter'96, Nucl. Phys., 1996, v.A610, p.248.
125. **Gyulassy M., Kauffmann S.K., Wilson L.W.** — Phys. Rev., 1979, v.C20, p.2267.
126. **Anchishkin D., Zinovjev G.** — Phys. Rev., 1995, v.C51, p.2306.
127. **Biyajima M., Mizoguchi T., Osada T., Wilk G.** — Phys. Lett., 1995, v.353B, p.340;
Phys. Lett., 1996, v.366B, p.394.
128. **Baum G., Braun-Munzinger P.** — In: Proc. of Quark-Matter'96, Nucl. Phys., 1996, v.A610, p.286.
129. **Willis W., Chasman C.** — Nucl. Phys., 1984, v.A418, p.413.
130. **Zajc W.A.** — Phys. Rev., 1987, v.D35, p.3396.
131. **Feinberg E.L.** — Nuovo Cim., 1976, v.A34, p.391.
132. **Шуряк Э.В.** — ЯФ, 1978, т.28, с.453.
133. **Hwa R., Kajantie K.** — Phys. Rev. Lett., 1985, v.56, p.696.
134. **McLerran L., Toimela T.** — Phys. Rev., 1985, v.D31, p.545.
135. **Головизин В.В., Зиновьев Г.М., Снигирев А.М.** — ЯФ, 1988, т.47, с.1375.
136. **Головизин В.В., Зиновьев Г.М., Снигирев А.М.** — ЯФ, 1989, т.49, с.840.
137. **Braaten E., Pisarski R., Yuan T.** — Phys. Rev. Lett., 1990, v.64, p.2242.
138. **Горенштейн М.И., Кэмпфер Б., Павленко О.П.** — ЯФ, 1990, т.51, с.1403.
139. **Емельянов В., Хаглин К.** — ЭЧАЯ, 1996, т.27, с.1321.
140. **Ruckl R.** — Phys. Lett., 1976, v.64B, p.39.
141. **Lourenco C. et al. (NA38 Coll.)** — In: Proc. of Quark-Matter'93, Nucl.Phys., 1994, v.A566, p.77.
142. **Masera M. et al. (HELIOS-3 Coll.)** — In: Proc. of Quark-Matter'95, Nucl.Phys., 1995, v.A590, p.93.
143. **Scomparin E. et al. (NA50 Coll.)** — In: Proc. of Quark-Matter'96, Nucl. Phys., 1996, v.A610, p.331.
144. **Agakichiev G. et al. (CERES Coll.)** — Phys. Rev. Lett., 1992, v.75, p.1272.
145. **Ulrich T. et al. (CERES/NA45 Coll.)** — In: Proc. of Quark-Matter'96, Nucl. Phys., 1996, v.A610, p.317.
146. **Cerny V., Lichard P., Pisut J.** — Z.Phys., 1986, v.C31, p.163.
147. **Srivastava D.K., Sinha B., Gale C.** — Phys. Rev., 1996, v.C53, p.567.
148. **Li G.Q., Co C.M., Brown G.E.** — Phys. Rev. Lett., 1995, v.75, p.4007.

149. Cassing W., Eehalt W., Kralik I. — Phys. Lett., 1996, v.337B, p.5.
150. Ko C.M., Li G.Q., Brown G.E., Sorge H. — In: Proc. of Quark-Matter'96, Nucl. Phys., 1996, v.A610, p.342.
151. Akesson T. et al. (HELIOS-2 Coll.) — Z.Phys., 1990, v.C46, p.369.
152. Awes T.C. et al. (WA80 Coll.) — In: Proc. of Quark-Matter'95, Nucl.Phys., 1995, v.A590, p.81.
153. PHENIX Conceptual Design Report, BNL, 1993;
Nagamiya S. et al. — In: Proc. of Quark-Matter'93, Nucl. Phys., 1994, v.A566, p.287.
154. Koch P., Muller B., Rafelski J. — Phys.Rep., 1986, v.142, p.167.
155. Gazdizicki M., Rohrich D. — Z.Phys., 1995, v.C65, p.215.
156. Judd E.G. et al. (NA36 Coll.) — In: Proc. of Quark-Matter'95, Nucl.Phys., 1995, v.A590, p.291.
157. Bari D.P. et al. (WA85 Coll.) — Ibid, p.307.
158. Kinson J.B. et al. (WA94 Coll.) — Ibid, p.317.
159. Mattiello R., Sorge H., Stocker H., Greiner W. — Phys. Rev. Lett., 1989, v.63, p.1459.
160. Werner K., Aichel J. — Phys. Lett., 1993, v.308B, p.372.
161. Chin S.A., Kerman A.K. — Phys. Rev. Lett., 1979, v.43, p.1137.
162. Farhi E., Jaffe R.L. — Phys. Rev., 1984, v.D30, p.2379; Phys. Rev., 1985, v.D32, p.2452.
163. Witten E. — Phys. Rev., 1984, v.D30, p.272.
164. Greiner C., Koch P., Stocker H. — Phys. Rev. Lett., 1987, v.58, p.1825.
165. Kumar B.S. — In: Proc. of Quark-Matter'95, Nucl.Phys., 1995, v.A590, p.29.
166. Rotondo F.S. et al. (E864 Coll.) — In: Proc. of Quark-Matter'96, Nucl. Phys., 1996, v.A610, p.297.
167. Klingenberg R. — Ibid, p.306.
168. Baglin C. et al. (NA38 Coll.) — Phys. Lett., 1991, v.272B, p.449.
169. Matsui T., Satz H. — Phys. Lett., 1986, v.178B, p.416.
170. Karch F., Mehr M.T., Satz H. — Z.Phys., 1988, v.C37, p.617.
171. Kharzeev D., Satz H. — Phys. Lett., 1994, v.B334, p.155.
172. Kharzeev D., McLerran L., Satz H. — Phys. Lett., 1995, v.356B, p.349.
173. Kharzeev D., Satz H., Xu X.-M., Wang X.-N. — Phys. Rev., 1996, v.C53, p.3051.
174. Capella A. et al. — Phys. Lett., 1988, v.206B, p.354.
175. Gerschel C., Hofner J. — Phys. Lett., 1988, v.207B, p.253.
176. Kharzeev D., Lourenco C., Nardi M., Satz H. — Z.Phys., 1997, v.C74, p.307.
177. Baglin C. et al. (NA38 Coll.) — Phys. Lett., 1989, v.220B, p.471; 1990, v.251B, p.465,472; 1991, v.255B, p.459.
178. Baldin A. et al. (NA51 Coll.) — Phys. Lett., 1994, v.332B, p.244.
179. Alde D.M. et al. (E772 Coll.) — Phys. Rev. Lett., 1991, v.66, p. 133, 2285;
McGaughey L. et al. (E772 Coll.) — Phys. Rev., 1994, v.D50, p.3038.
180. Kharzeev D., Satz H., Syamtomov A., Zinovjev G. — Phys. Lett., 1996, v.389B, p.595.
181. Braaten E., Fleming S., Yuan T.C. — Ann. Rev. of Nucl. and Part. Science, 1996, v.46, p.197.

182. **Sansoni A. et al. (CDF Coll.)** — In: Proc. of Quark-Matter'96, Nucl. Phys., 1996, v.A610, p.373.
183. **Gavai R.V. et al. (Hard Prob Coll.)** — Int. J. Mod. Phys., 1995, v.A10, p.3043.
184. **Kharzeev D., Satz H.** — Phys. Lett., 1996, v.366B, p.316.
185. **Ramos S. et al. (NA38 Coll.)** — In: Proc. of Quark-Matter'95, Nucl.Phys., 1995, v.A590, p.117.
186. **Lourenco C.** — In: Proc. of Quark-Matter'96, Nucl. Phys., 1996, v.A610, p.552.
187. **Gonin M. et al. (NA50 Coll.)** — In: Proc. of Quark-Matter'96, Nucl. Phys., 1996, v.A610, p.404.
188. **Blaizot J.-P., Ollitrault J.-Y.** — Phys. Rev. Lett., 1996, v.77, p.1703.
189. **Wong, C.-Y.** — Phys. Rev., 1997, v.C55, p.2621.
190. **Gavin S., Vogt R.** — Phys. Rev. Lett., 1997, v.78, p.1006.
191. **Capella A., Kaidalov A., Kouider Akil A., Gerschel C.** — Phys. Lett., 1997, v.393B, p.431.
192. **Kharzeev D., Nardi M., Satz H.** — Phys. Lett., 1997, v.405B, p.14.
193. CMS Collaboration, Technical Proposal, CERN/LHCC 94-38.
194. **Jacob M.** — Preprint CERN-TH-5821, 1990.
195. **Монсеев А.М.** — ЭЧАЯ, 1994, т.25, с.1168.
196. **Appel D.A.** — Phys. Rev., 1986, v.D33, p.717.
197. **Blaizot J.P., McLerran L.D.** — Phys. Rev., 1986, v.D34, p.2739.
198. **Rammerstorfer M., Heinz U.** — Phys. Rev., 1990, v.D50, p.306.
199. **Ran J., Gale C.** — Phys. Rev., 1994, v.D50, p.3235.
200. **Gupta S.** — Phys. Lett., 1995, v.347B, p.381.
201. **Лохтин И.П., Снигирев А.М.** — ЯФ, 1996, т.59, с.1823.
202. **Лохтин И.П., Снигирев А.М.** — ЯФ, 1997, т.60, с.360.
203. **Lokhtin I.P., Snigirev A.M.** — Z.Phys., 1997, v.C73, p.315.
204. **Павленко О.П.** — ЯФ, 1991, т.54, с.1448.
205. **Павленко О.П.** — ЯФ, 1992, т.55, с.2239.
206. **Mrowczynsky S.** — Phys. Lett., 1991, v.269B, p.383.
207. **Thoma M.H.** — Phys. Lett., 1991, v.273B, p.128.
208. **Gyulassy M., Plumer M.** — Phys. Lett., 1990, v.243B, p.432.
209. **Рыскин М.Г.** — ЯФ, 1990, т.52, с.219.
210. **Gyulassy M., Wang X.-N.** — Nucl. Phys., 1994, v.B420, p.583.
211. **Wang X.-N., Gyulassy M., Plumer M.** — Phys. Rev., 1995, v.D51, p.3436.
212. **Plumer M., Gyulassy M., Wang X.-N.** — In: Proc. of Quark-Matter'95, Nucl.Phys., 1995, v.A590, p.511.
213. **Baier R., Dokshitzer Yu.L., Peigne S., Schiff D.** — Phys. Lett., 1995, v.345B, p.277.
214. **Baier R., Dokshitzer Yu.L., Mueller A.H., Peigne S., Schiff D.** — Nucl. Phys., 1997, v.B483, p.291.
215. **Baier R., Dokshitzer Yu.L., Mueller A.H., Peigne S., Schiff D.** — Nucl. Phys., 1997, v.B484, p.265.

- 216. **Lokhtin I.P., Snigirev A.M.** — Phys. Lett., 1998, v.440B, p.163.
- 217. **Shuryak E.** — Phys. Rev., 1997, v.C55, p.961.
- 218. **Lin Z., Vogt R., Wang X.-N.** — Phys. Rev., 1998, v.C57, p.899.
- 219. **Wang X.-N., Huang Z., Sarcevic I.** — Phys. Rev. Lett., 1996, v.77, p.321.
- 220. **Kartvelishvili V., Kvatadze R., Shanidze R.** — Phys. Lett., 1995, v.356B, p.589.
- 221. **Nadkarni S.** — Phys. Rev., 1986, v.D33, p.3738.
- 222. **Gao M.** — Phys. Rev., 1990, v.D41, p.626.
- 223. **Abt I. et al. (H1 Coll.)** — Nucl. Phys., 1993, v.B407, p.515.
- 224. **Derrick M. et al. (ZEUS Coll.)** — Phys. Lett., 1993, v.316B, p.412.
- 225. **Flaugher B., Meier K.** — In: Proc. of the Summer Study on Physics... Snowmass, 1990.
- 226. **Балдин А.М. и др.** — ЯФ, 1985, т.44, с.995; 1988, т.48, с.841.
- 227. **Kruglov N.A., Lokhtin I.P., Sarycheva L.I., Snigirev A.M.** — Z.Phys., 1997, v.C76, p.99.
- 228. **Sjostrand T., van Zijl M.** — Phys. Rev., 1987, v.D36, p.2019;
Sjostrand T. — Comp. Phys. Com., 1994, v.82, p.74.