

ФИЗИКА СТОЛКНОВЕНИЙ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР (ПРОЯВЛЕНИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ ЭФФЕКТОВ)

© 2009 г. В. Л. Коротких*

*Научно-исследовательский институт ядерной физики
Московского государственного университета*

Поступила в редакцию 30.12.2009 г.

Дан обзор экспериментальных результатов по столкновению тяжелых ионов на коллайдере RHIC при энергии 100 ГэВ на нуклон, свидетельствующих о проявлении коллективных эффектов. Эти эффекты интерпретируются как следствие образования плотной термализованной среды, называемой кварк-глюонной плазмой (сильно взаимодействующей кварк-глюонной плазмой, кварк-глюонной материей, партонной средой). Наиболее яркими коллективными эффектами являются азимутальная анизотропия частиц, подавление выхода частиц при больших p_T в сравнении с pp -столкновениями и изменение формы пика от адронной струи в ядро-ядерных столкновениях.

PACS: 21.65.Qr, 25.75.-q, 25.75.Nq

1. ВВЕДЕНИЕ

Главная цель физики процессов с тяжелыми ионами — исследование свойств рожденной в столкновениях релятивистских ядер материи с высокой плотностью энергии и их описание из первых принципов фундаментальной теории сильных взаимодействий (КХД). В настоящее время рождение частиц в столкновениях тяжелых ионов и зависимость их распределений от свойств плотной новой среды исследуются экспериментально как функции большого числа переменных. Эти переменные включают как кинематические величины (энергия в системе центра масс, поперечный импульс и быстрота частицы), так и специфические переменные ядро-ядерных столкновений (прицельный параметр или число участвующих во взаимодействии нуклонов), необходимые для контроля размера и формы области столкновения. По данным экспериментов STAR [1], BRAHMS [2], PHENIX [3] и PHOBOS [4] на коллайдере RHIC (США) плотность энергии в рожденном сгустке материи $\epsilon \cong 5$ ГэВ/Фм³ [2], что выше критической плотности $\cong 1$ ГэВ/Фм³, ожидаемой в расчетах КХД на решетках [5, 6] для перехода в состояние кварк-глюонной плазмы (КГП). Это условие является необходимым, но недостаточным. Для доказательства образования КГП нужно, по крайней мере, три условия: высокая плотность энергии, термализация вещества и деконфайнмент, т.е. образование состояния, в котором кварки и глюоны не связаны в адроны. В настоящем обзоре

речь пойдет о термализации рожденного сгустка материи.

За последние два десятка лет физика процессов при столкновении тяжелых ионов изучалась экспериментально со все более увеличивающейся энергией \sqrt{s} в системе центра масс на пару нуклонов, от AGS (BNL) ($\sqrt{s} \leq 5$ ГэВ), SPS (CERN) ($\sqrt{s} \leq 20$ ГэВ) до RHIC (BNL) ($\sqrt{s} \leq 200$ ГэВ). Данные этих экспериментов показывают замечательные общие тенденции в зависимости как от размеров ядер, так и от кинематических переменных. Начало работ на коллайдере LHC в ЦЕРНе позволит изучать процессы при столкновении тяжелых ионов при энергии $\sqrt{s} = 5500$ ГэВ, что почти в 30 раз больше, чем на коллайдере RHIC.

Настоящая работа посвящена экспериментальным результатам, в которых проявляются коллективные эффекты, связанные с образованной в момент столкновения двух ядер новой материей. Работа не преследует цели дать описание наблюдаемых закономерностей с помощью теоретических моделей. Из многочисленных теоретических работ берутся лишь физические понятия и представления. Укажем здесь последние теоретические обзоры [7, 8], в которых даны описания моделей и детальное сравнение их результатов с экспериментом. В настоящем обзоре не затронуты такие важные темы физики тяжелых ионов, как достигнутая на RHIC плотность энергии, химическое и кинематическое замерзание, усиление выхода странных и ослабление выхода очарованных частиц, измерение размеров области, испускающей частицы, и некоторые другие.

*E-mail: vlk@lav01.sinp.msu.ru

2. АЗИМУТАЛЬНАЯ АНИЗОТРОПИЯ ЧАСТИЦ

В нецентральных столкновениях ядер направления оси пучка и вектора прицельного параметра столкновения \mathbf{b} (вектор в поперечной плоскости между центрами ядер) определяют плоскость реакции. Следовательно, наблюдаемые могут зависеть от азимутального угла относительно плоскости реакции.

Первоначальная область перекрытия ядер при ненулевом прицельном параметре имеет эллипсоидальную форму в поперечной плоскости с большей осью эллипсоида, перпендикулярной плоскости реакции. Если рожденное вещество термализуется, то как следствие пространственной анизотропии системы в этом сгустке вещества создаются градиенты давления: максимальное — вдоль меньшей оси эллипсоида (в плоскости реакции) и минимальное — вдоль большей оси. В результате азимутальное импульсное распределение частиц становится анизотропным. Азимутальная зависимость выхода частиц широко изучалась экспериментально и теоретически. Наблюдаемая азимутальная анизотропия частиц получила название анизотропии поперечного потока [9].

Азимутальная анизотропия частиц существует лишь в том случае, если выход частиц, измеренных в конечном состоянии, зависит не только от физических условий, реализованных локально в точке их рождения, но также если рождение частиц зависит от глобальной геометрии события. В релятивистской локальной теории эта нелокальная информация может быть источником коллективного эффекта, требующего взаимодействия между многими степенями свободы, локализованными в различных точках области столкновения. Анизотропный поток есть безусловное и сильное проявление коллективной динамики в столкновениях тяжелых ионов.

Азимутальная анизотропия анализируется с помощью разложения Фурье одночастичного распределения частиц по азимутальному углу φ импульса $\mathbf{p} = (p_L, p_T, \varphi)$

$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{1}{2\pi} \times \quad (1)$$

$$\times \frac{d^2 N}{p_T dp_T dy} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos(n(\varphi - \Psi_r)) \right),$$

где Ψ_r — азимут плоскости реакции, который при анализе данных должен определяться в каждом событии. Здесь элемент фазового объема задан как $d^3 p/E = p_T dp_T dy d\varphi$, где y есть быстрота частицы. $y = (1/2) \ln(E + p_L)/(E - p_L)$. Коэффициенты v_n :

$$v_n = \langle \cos(n(\varphi - \Psi_r)) \rangle,$$

задают анизотропию. Они в общем случае зависят от кинематических и других переменных, т.е. $v_n = v_n(\sqrt{s}, p_T, y, b, \dots)$. Угловые скобки — усреднение по частицам и по событиям. Эллиптический поток (второй коэффициент v_2) изучен лучше всего. Его измерение при малых $p_T < 2$ ГэВ/с соответствует области, в которой неупругое сечение составляет 99% от полного сечения в АА-столкновениях.

Зависимость v_2 от энергии на пару нуклонов $\sqrt{s_{NN}}$ известна в области изменения энергии на три порядка (рис. 1). Положительное значение v_2 указывает на превышение рождения частиц в плоскости реакции.

Эта зависимость может быть понята в рамках следующей простой картины коллективной динамики. При $\sqrt{s_{NN}} < 2$ ГэВ налетающее ядро передает угловой момент ядерной материи в зоне перекрытия двух ядер. Составное вращающееся ядро образует фрагменты, разлетающиеся в плоскости реакции ($v_2 > 0$). С ростом энергии материя, сильно сжатая в области перекрытия, начинает расширяться. Однако часть ядер (спектаторы, лежащие вне области перекрытия) блокирует расширение сжатой материи в плоскости реакции. Они выжимают сжатую материю в направлениях, ортогональных этой плоскости, и v_2 становится отрицательным.

При дальнейшем росте энергии скорость спектаторов достаточна, чтобы освободить пространство для расширения сжатой материи, имеющей асимметричную форму. Вследствие многократных взаимодействий между многими степенями свободы пространственная асимметрия приводит к анизотропии в импульсном распределении частиц. Вероятность обнаружения частиц с поперечным импульсом в плоскости реакции становится больше, чем вне ее, следовательно $v_2 > 0$, как предсказывалось в работе [10].

Наблюдаемые характерные черты коллективного потока состоят в следующем.

По данным RHIC $v_2(p_T)$ растет почти линейно с ростом p_T в области $p_T \leq 2$ ГэВ/с [11] и описывается в рамках релятивистской гидродинамической модели [9, 12]. При $p_T \approx 2$ ГэВ/с этот рост прекращается. Пока нет однозначного объяснения зависимости $v_2(p_T)$ при больших p_T . Обсуждаются варианты моделей, учитывающие либо вязкость образованной среды, либо эффект подавления партонов (погашение струй).

Данные RHIC [11] свидетельствуют, что $v_2(p_T)$ уменьшается с ростом массы частиц при малых p_T . Нормированное на число кварков n_q значение v_2/n_q (рис. 2) как функция отношения p_T/n_q не зависит от сорта частиц. Это устраняет различие

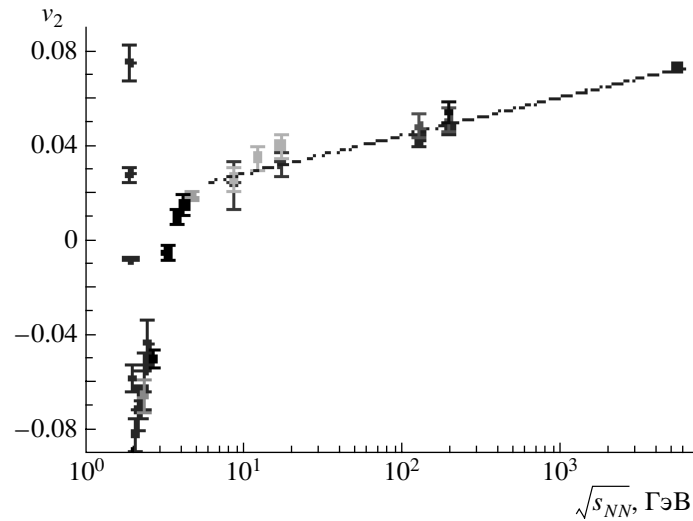


Рис. 1. Зависимость эллиптического потока v_2 от энергии $\sqrt{s_{NN}}$ для центральных ядро-ядерных столкновений. Штриховая линия — простая экстраполяция данных до энергий ЛНС, точки соответствуют различным экспериментальным данным.

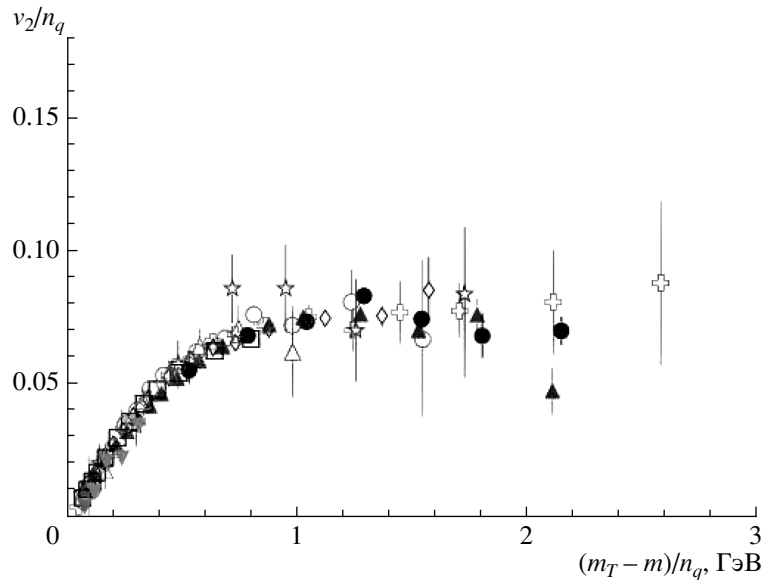


Рис. 2. Эллиптический поток v_2 при 200 ГэВ в AuAu столкновениях, нормированный на число валентных кварков n_q в адроне, как функция кинетической энергии $m_T - m$, нормированной также на n_q [13–15]. Точки — данные для разных адронов: $\pi^+ + \pi^-$ (серые треугольники, PHENIX), π^0 (черные кружки, PHENIX), $K^+ + K^-$ (ромбы, PHENIX), K_s^0 (кресты, STAR), $p + p$ (квадраты, PHENIX), гипероны + антигипероны (светлые кружки, STAR), каскадные гипероны (светлые треугольники, STAR), ϕ (звезды, STAR).

между мезонами и барионами и зависимость $v_2(p_T)$ становится универсальной. Следовательно, анизотропия адронов возникает уже на партонном (точнее, из этого факта следует, что пока на кварковом) уровне.

В гидродинамическом описании эволюция системы приводит к постоянному значению отношения эллиптического потока v_2 к начальному значению пространственного эксцентриситета ϵ_{part} .

Отношение v_2/ϵ_{part} не зависит от размеров A_T области перекрытия двух ядер [16]. Это предсказание выполняется при сравнении данных в CuCu- и AuAu-столкновениях при энергиях RHIC $\sqrt{s} = 200$ ГэВ (рис. 3).

Отношение v_2/ϵ_{part} показывает универсальную линейную зависимость от плотности частиц $(1/A_T)dN^{ch}/dy$ при переходе от энергий AGS к

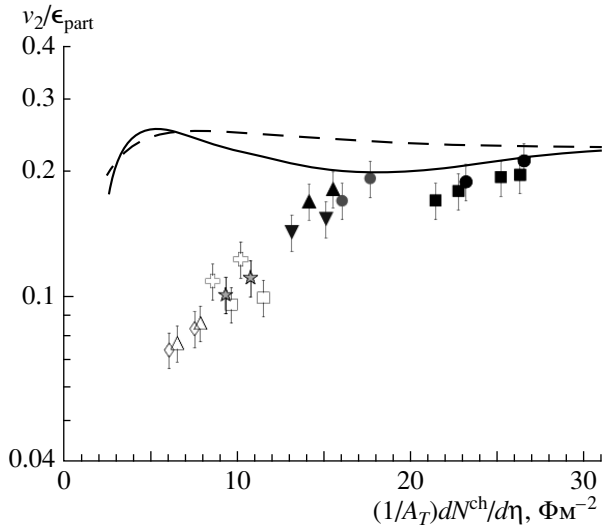


Рис. 3. Зависимость отношения эллиптического потока к начальному значению пространственного эксцентриситета от плотности заряженных частиц $(1/A_T)dN^{ch}/d\eta$. Точки — данные при $|\eta| < 1$ для разных энергий и ядер: STAR, AuAu — 200 ГэВ (черные кружки); PHOBOS, AuAu — 200 ГэВ (черные квадраты); STAR, AuAu — 130 ГэВ (серые квадраты); STAR, AuAu — 62.4 ГэВ (серые кружки); STAR, CuCu — 200 ГэВ (перевернутые треугольники); PHOBOS, CuCu — 200 ГэВ (треугольники); STAR, CuCu — 62.4 ГэВ (звезды); PHOBOS, CuCu — 62.4 ГэВ (кресты); NA49, AuAu — 17.3 ГэВ (светлые квадраты); NA49, AuAu — 8.3 ГэВ (светлые треугольники); BNL-E877 — 5.0 ГэВ (светлые ромбы). Кривые — предсказания для полностью термализованной системы [9]; КПП (сплошная кривая), адронный газ (штриховая).

энергиям RHIC. Здесь A_T — средняя поперечная площадь перекрытия двух ядер. Эта линейная зависимость выполаживается при энергиях RHIC (рис. 3) и достигает значений, предсказываемых гидродинамической моделью [9]. Существует модель неполной термализации [17], в которой из подгонки теории к зависимости на рис. 3 делается вывод о том, что при энергиях RHIC термализация достигает лишь значений около 50–70% от предела термализации идеальной жидкости. Этот вывод нельзя считать окончательным, так как он зависит от свободных подгоночных параметров модели.

Отношение $v_4/v_2^2 \approx 1.2$ близко к предельному равновесному значению. В гидродинамической модели [16, 18] доказано, что при заданных p_T и y в равновесном состоянии расширяющейся материи

$$v_4(p_T, y) \geq \frac{1}{2} v_2^2(p_T, y). \quad (2)$$

При энергиях RHIC в работе [19] измерено отношение $v_4/v_2^2 \approx 1.2$. Если рассматривать отличие этого отношения от 1/2 как указание на неполное

термальное равновесие и если предположить, что при более высоких энергиях механизм установления равновесия будет более эффективным, то на LHC мы получим $0.5 < v_4/v_2^2 < 1.2$. В случае установления полного равновесия в столкновениях ядер на LHC отношение $v_4/v_2^2 \approx 0.5$.

Детальные результаты по измерению эллиптического потока v_2 представлены в работе [20] для идентифицированных частиц в AuAu-столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, подтверждающие вышеперечисленные выводы. Сложным в методическом плане оказался вопрос отделения коллективного потока v_2 от непотоковых эффектов. Ряд эффектов (сохранение полного импульса, рождение струй) имитирует угловую анизотропию частиц и искажает величину v_2 . В результате анализа данных [20] непотоковые эффекты составили около 10% в интервале $0.2 \leq p_T \leq 0.3$ ГэВ/с и 25% для $p_T \sim 6$ ГэВ/с. В работе [21] было показано, что применение кумулянтов высокого порядка [22, 23] и, в частности, метода нулей Ли–Янга [24] позволяет подавить вклад непотоковых эффектов и с хорошей точностью порядка 10–20% измерить v_2 в условиях предстоящих экспериментов на установке CMS (LHC) [25].

3. ПОДАВЛЕНИЕ ВЫХОДА ЧАСТИЦ ПРИ БОЛЬШИХ p_T

Исследование одночастичных инклюзивных спектров адронов при больших p_T привело к ряду заметных открытий на RHIC [26]. При энергиях SPS кинематика ограничивает анализ областью $p_T \leq 3$ –4 ГэВ/с. В экспериментах на RHIC адронные спектры измеряются при $p_T \leq 10$ –20 ГэВ/с, где, как известно, пертурбативные механизмы рождения объясняют инклюзивные спектры адронов в pp -столкновениях. При энергиях LHC фазовое пространство поперечных импульсов увеличится почти в 10 раз.

Фактор ядерной модификации R_{AB}^h дает нам информацию о том, как рождение адронов h в ядро-ядерных столкновениях отличается от рождения с эквивалентным числом pp -столкновений. Для столкновений ядер A и B он определяется отношением

$$R_{AB}^h(p_T, \eta, b) = \frac{dN^{AB \rightarrow h}/d\eta d^2p_T}{\langle N_{coll}^{AB}(b) \rangle dN^{pp \rightarrow h}/d\eta d^2p_T}, \quad (3)$$

где $\langle N_{coll}^{AB}(b) \rangle$ — среднее число неупругих нуклон-нуклонных столкновений.

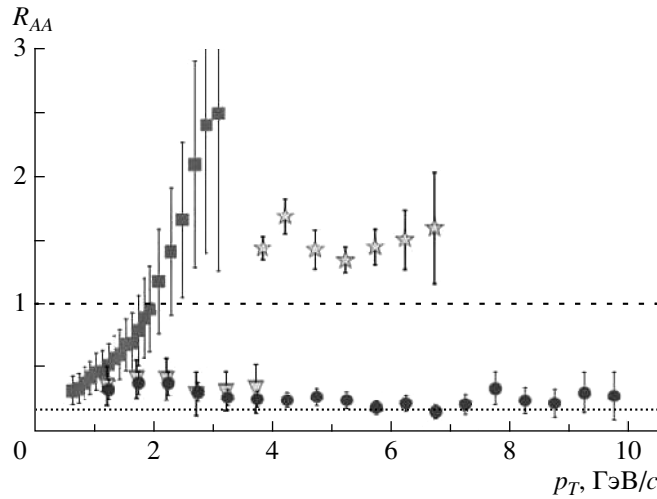


Рис. 4. Изменение фактора ядерной модификации $R_{AA}^{\pi^0}$ при изменении энергии от SPS ($\sqrt{s} = 17.3$ ГэВ) до RHIC ($\sqrt{s} = 130$ и 200 ГэВ). Точками обозначены данные для центральных событий 0–10%: AuAu – 200 ГэВ (кружки), AuAu – 130 ГэВ (треугольники), $\alpha\alpha$ – 31.0 ГэВ (звезды), PbPb – 17.3 ГэВ (квадраты).

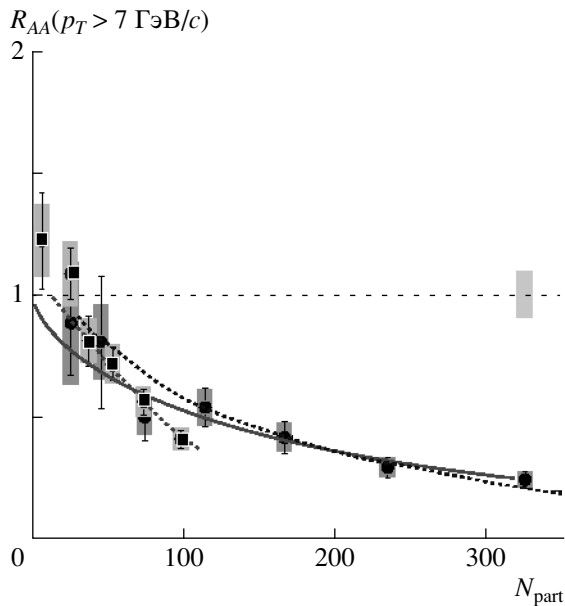


Рис. 5. Отношение $R_{AA}^{\pi^0}$, полученное на установке PHENIX RHIC [29] для AuAu- (●) и CuCu- (■) столкновений при больших p_T в области $|\eta| < 0.35$; серые прямоугольники – величина систематической ошибки. Кривые – расчеты в моделях с потерей энергии партонов в среде [30, 31].

Принято представлять полученные результаты в заданном интервале центральности столкновения, определяемом как доля $\Delta\sigma/\sigma_{\text{geom}}$ полного неупругого сечения (в процентах), связанная с прицельным параметром столкновения b . Так, для столкновений ядер золота ($R(\text{Au}) = 6.38$ Фм) доля $\Delta\sigma/\sigma_{\text{geom}} = 0$ –5% соответствует интерва-

лу центральных столкновений с $b \simeq 0$ –3 Фм, а $\Delta\sigma/\sigma_{\text{geom}} = 60$ –80% – периферическим столкновениям с интервалом $b \simeq 10$ –11 Фм.

Другой переменной, определяющей центральность столкновения, является число участвующих в неупругом взаимодействии нуклонов $N_{\text{part}}(b)$ [27]. Оно максимально при $b = 0$ и уменьшается с ростом b до нуля. Для AuAu- столкновений интервал 0–5% соответствует среднему числу $\langle N_{\text{part}} \rangle = 352$, а 60–80% – значению $\langle N_{\text{part}} \rangle = 20$.

В отсутствие эффектов среды фактор R_{AB}^h равен единице. Из рис. 4 видно, что с ростом энергии от SPS к RHIC фактор R_{AB}^h уменьшается и становится меньше единицы.

Данные RHIC при средних быстротах показывают следующие характерные черты.

1. Сильное и не зависящее от p_T подавление при больших p_T для центральных ядро-ядерных столкновений. Для интервала центральности 0–10% AuAu-столкновений при средних быстротах наблюдается подавление инклюзивных одночастичных спектров на фактор $\simeq 5$, что соответствует $R_{\text{AuAu}}^h(p_T) \simeq 0.2$ для $p_T \geq 2$ ГэВ/с. В пределах ошибок это подавление не зависит от p_T для всех центральностей [28–33]. На рис. 4 показана p_T -зависимость фактора $R_{AA}^{\pi^0}(p_T)$ для π^0 -мезонов, который при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ приблизительно равен 0.2. Для инклюзивных одночастичных спектров фотонов фактор ядерной модификации мало отличается от единицы [34].

2. Зависимость от центральности столкновения. Для наиболее периферических столкновений данные RHIC соответствуют представлению об

отсутствии эффектов среды ($R_{AA} \sim 1$) как для AA -, так и для dA -столкновений [35–37]. В dAu -столкновениях фактор ядерной модификации $R_{dA} \sim 1$ и постоянен в области $p_T > 2$ ГэВ/с. С ростом центральности значение R_{AA} монотонно уменьшается (рис. 5). Сравнение результатов для $AuAu$ - и $CuCu$ -столкновений [29] показывает, что при одинаковом числе участвующих нуклонов N_{part} (при равной площади перекрытия двух ядер) фактор подавления одинаков (рис. 5). Есть данные [38], что R_{AA} зависит от азимута по отношению к плоскости реакции. Фактор R_{AA} становится больше в плоскости реакции, чем в направлении, перпендикулярном плоскости. Это соответствует представлению о большем слое среды, который должен пройти партон вдоль большой полуоси эллипсоида этой среды.

3. Независимость R_{AA} от идентификации адронов. Для поперечных импульсов $p_T \geq 5-7$ ГэВ/с все идентифицированные адроны (с легким ароматом) имеют одинаковую степень подавления [34]. Предварительные данные STAR [39] для тяжелых D - и B -мезонов, измеренных по распаду e^+e^- , также демонстрируют подавление выхода частиц при $p_T > 4$ ГэВ/с.

Подавление адронов при больших p_T на фактор $\simeq 5$ в рамках наивных представлений о бинарных столкновениях нельзя объяснить известными ядерными эффектами, такими, как ядерное затенение или многократные перерассеяния нуклонов. Данные RHIC свидетельствуют, что подавление адронов при больших p_T связано с эффектом конечного состояния, образованного после нуклон-нуклонного взаимодействия двух ядер, так как он не наблюдается в dA -столкновении и усиливается с ростом центральности столкновения. Кроме того, независимость R_{AA}^h от сорта адронов h при больших p_T говорит о том, что влияние среды проявляется на партонном уровне, т.е. до адронизации партона. Если бы это происходило на адронном уровне, то из-за разных сечений взаимодействия адронов между собой эффект подавления привел бы к расщеплению значения R_{AA}^h в зависимости от сорта адронов.

Исходя из этих аргументов можно сделать вывод о том, что подавление одночастичных инклюзивных спектров адронов при больших p_T в ядро-ядерных столкновениях обусловлено эффектом партонной среды в конечном состоянии.

4. ИЗМЕНЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ И ФОРМЫ ПИКА ОБРАТНОЙ АДРОННОЙ СТРУИ

Выделение событий с образованием адронных струй в столкновении тяжелых ионов — задача трудная из-за большого вклада частиц от мягких

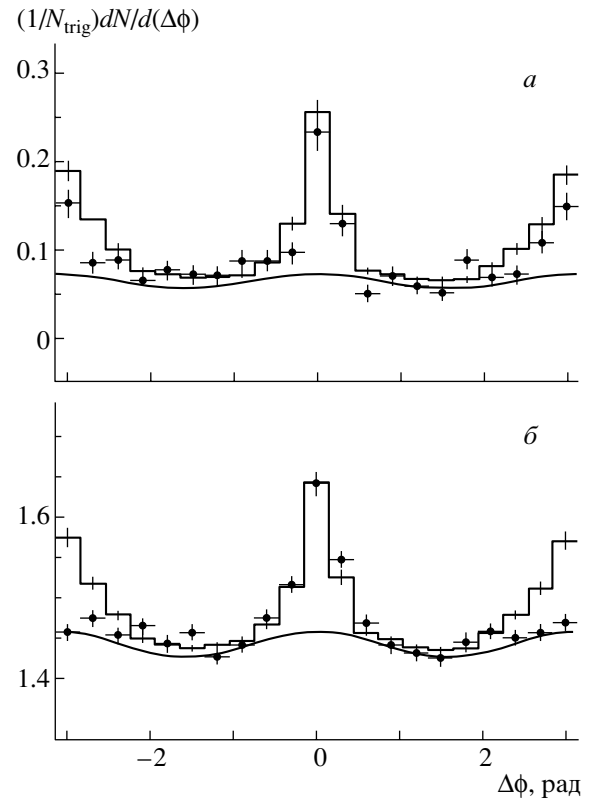


Рис. 6. Двухадронные азимутальные корреляции для pp - (гистограмма), и $AuAu$ -столкновений (точки) [40]. Периферические, 60–80% (а), и центральные, 0–5% (б) $AuAu$ -столкновения при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ, $|\Delta\eta| < 1.4$. Плавная кривая — фон.

процессов взаимодействия. Таких результатов для AA -столкновений на RHIC пока нет. Выполнены измерения двухадронных корреляций по азимутальному углу между ними. При этом одна частица с большим поперечным импульсом $p_T(\text{trig.})$ задается как триггер с азимутом, от которого отсчитывается угол $\Delta\phi$ другой частицы с меньшим значением $p_T(\text{assoc.})$.

Измерения STAR [40] азимутальных корреляций между адроном с поперечным импульсом в интервале $2 < p_T(\text{assoc.}) < 4$ ГэВ относительно триггерного адрона с $p_T(\text{trig.}) > 4$ ГэВ показаны на рис. 6. Если рождается струя, то корреляция по углу между триггерной и второй (сопровождающей) частицей будет усилена при $\Delta\phi \cong 0$ (образуется пик), что наблюдается в pp -, а также в $AuAu$ -столкновениях. Адронные пары от двухструйных событий будут усиливать корреляцию также при $\Delta\phi \cong \pi$, как это видно в pp -столкновениях. Принято называть корреляцию при $\Delta\phi \cong 0$ прямым пиком, а при $\Delta\phi \cong \pi$ — обратным пиком двухчастичной корреляции. Обратный пик не проявляется для центральных, но имеет место для периферических $AuAu$ -столкновений (рис. 6). Отсутствие

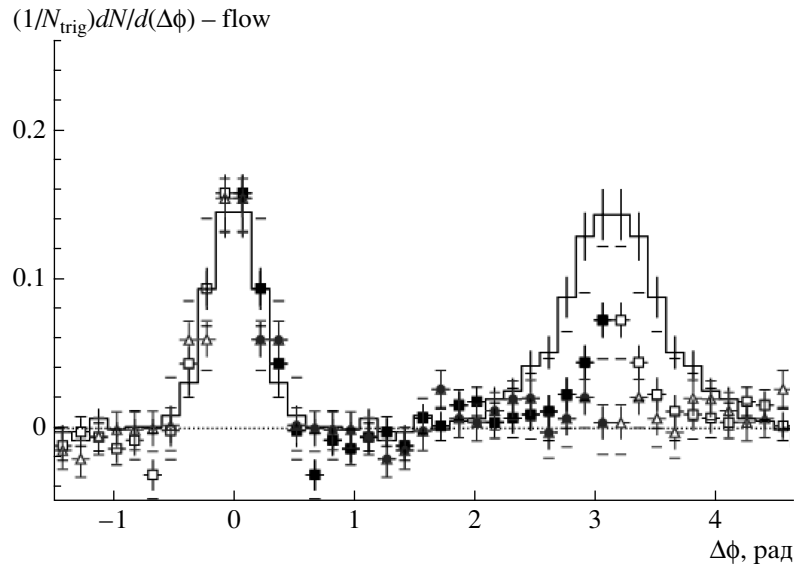


Рис. 7. То же, что на рис. 6, но для различных ориентаций триггерного адрона в азимутальных квадрантах относительно плоскости AuAu-реакции [41]. Гистограмма — pp -столкновения, точки — AuAu-столкновения (квадраты — триггерные частицы в плоскости реакции, кружки — вне плоскости реакции), светлые точки — симметричное расположение относительно $\Delta\phi = 0$ и π .

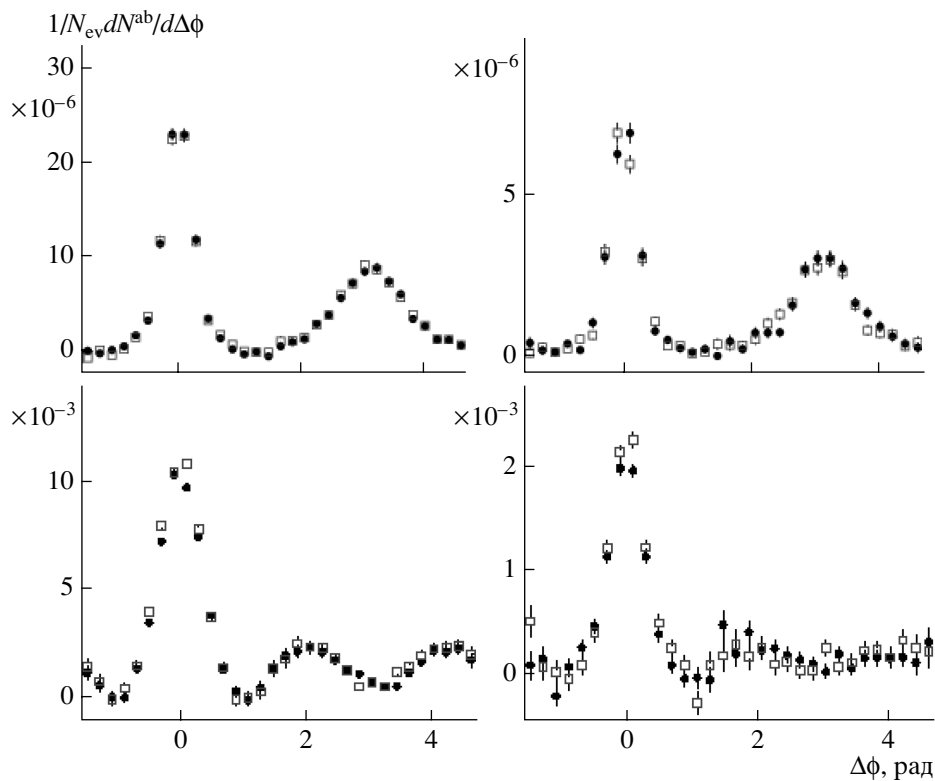


Рис. 8. Двухадронные азимутальные корреляции для pp - (верхние рисунки), и для AuAu-столкновений (нижние рисунки) при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ [42]. Точки: ● — значения импульсов триггерной и сопровождающей частиц ($p_T(\text{trig.})$, $p_T(\text{assoc.})$) в ГэВ/с соответствуют (3–4, 2–3) на левых и (4–5, 2–3) на правых рисунках, □ — (2–3, 4–5) на левых и (4–5, 2–3) на правых рисунках.

корреляций при $\Delta\phi \cong \pi$ для центральных AuAu-столкновений свидетельствует о подавлении жестко рассеянных партонов или их фрагментов в плотной рожденной среде [40].

Двухадронная корреляция отсутствует при $\Delta\phi \cong \pi$, если триггерный адрон лежит вне плоскости реакции, и частично проявляется, если он расположен в плоскости реакции (рис. 7). Это соответствует картине, когда для событий с двумя струями одна струя образована партоном, не испытавшим взаимодействия при прохождении среды, а другая — партоном, прошедшим через слой вещества этой среды. При этом, если первый партон вылетел с поверхности эллипсоидального сгустка среды в перпендикулярном направлении к плоскости реакции, то второй партон в двухструйном событии летит в противоположном направлении и проходит больший слой вещества, теряя больше энергии, и не образует пик адронной струи.

Такая картина является, конечно, упрощенной, и более тщательные и тонкие измерения показывают, что обратный пик струи не просто исчезает, а изменяет форму. В работе [42] проведено детальное исследование изменения формы обратного пика. На рис. 8 видно, что при определенном отборе с импульсами триггерной и сопровождающей частицы обратный пик деформируется и образуются два малых пика.

Отметим, что проекция двумерного углового распределения по φ и θ на одну переменную искажает информацию о форме пика. В работе [43] представлены измерения трехчастичной корреляции. Для обратного пика распределение частиц при $\theta = 120^\circ - 180^\circ$ по углу φ не равномерно, а имеет максимумы при $\delta\varphi = 0, \pm\pi/2, \pi$. В теоретических работах широко обсуждается кольцеобразная форма обратного пика и как проявление глюонного черенковского излучения партона [44–48], и как ударных волн Маха при прохождении адрона через плотную среду [49–53].

Сложным в методическом плане является вопрос о выделении кольцеобразных структур в двумерном угловом распределении частиц. Этот вопрос не может быть решен обычными алгоритмами, применяемыми для выделения адронных струй. В работах [44, 54, 55] предложен новый метод, основанный на вейвлет-преобразовании и позволяющий выделять события с кольцами в угловом распределении частиц.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При столкновении ультрарелятивистских ядер за короткое время возникает термодинамическое

равновесие в среде с высокой плотностью энергии. Экспериментально подтверждается образование вещества со свойствами, существенно отличающимися от обычной ядерной материи. Сильное взаимодействие конstituентов (партонов) придает этой среде свойства, близкие к фазе жидкости. Образование этой среды является следствием коллективных эффектов взаимодействия партонов при столкновении релятивистских ядер.

Эти коллективные эффекты проявляются в анизотропном азимутальном распределении частиц относительно угла плоскости реакции как для мезонов, так и для барионов. Пролетающие через среду партоны с большими поперечными импульсами сильно взаимодействуют со средой, что приводит к подавлению выхода адронов, образованных этим партоном, и к изменению формы обратного пика в двухчастичных азимутальных корреляциях.

Углубленное изучение свойств этой новой кварк-глюонной материи — главная цель дальнейших экспериментальных и теоретических исследований. Ожидается, что эти исследования дадут возможность доказать не только существование термально-равновесного состояния материи, но и деконфайнмент образованной системы, т.е. состояние, в котором кварки и глюоны не связаны в адроны, так что цветовые степени свободы становятся доминирующими над ядерными.

Автор искренне благодарен коллективу лаборатории адронных взаимодействий ОЭФВЭ НИИЯФ МГУ за плодотворные обсуждения и Н.П. Карпинской за помощь в редактировании текста.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. STAR Collab. (J. Adams *et al.*), Nucl. Phys. A **757**, 102 (2005).
2. BRAHMS Collab. (I. Arsene *et al.*), Nucl. Phys. A **757**, 1 (2005).
3. PHENIX Collab. (K. Adcox *et al.*), Nucl. Phys. A **757**, 184 (2005).
4. PHOBOS Collab. (B. Back *et al.*), Nucl. Phys. A **757**, 28 (2005).
5. F. Karsch, Nucl. Phys. A **698**, 199 (2002).
6. Z. Fodor, *Proceedings of the 4th International Workshop on Critical Point and Onset Deconfinement, Darmstadt, Germany*, 9–13 July 2007, arXiv:0712.2930 [hep-lat].
7. D. d'Enterria, J. Phys. G **34**, S53 (2007).
8. STAR Collab. (N. S. Borghini and U. A. Wiedemann), submitted to J. Phys. G. Phys., arXiv:0707.0564 [hep-ph].
9. P. F. Kolb and U. Heinz, *Quark Gluon Plasma 3*, Ed. by R. C. Hwa and X. N. Wang (World Sci., Singapore, 2003), p. 634.
10. J.-Y. Ollitrault, Phys. Rev. D **46**, 229 (1992).
11. ALICE Collab. (B. Alessandro *et al.*), J. Phys. G **32**, 1295 (2006).

12. J.-Y. Ollitrault, Eur. J. Phys. **29**, 275 (2008).
13. PHENIX Collab. (S. S. Adler *et al.*), Phys. Rev. Lett. **91**, 182301 (2003).
14. STAR Collab. (J. Adams *et al.*), Phys. Rev. Lett. **92**, 052302 (2004).
15. PHENIX Collab. (A. Adare *et al.*), Phys. Rev. Lett. **98**, 162301 (2007).
16. R. S. Bhalerao, J.-P. Blaizot, N. Borghini, and J.-Y. Ollitrault, Phys. Lett. B **627**, 49 (2005).
17. H. J. Drescher *et al.*, Phys. Rev. C **76**, 024905 (2007).
18. N. Borghini and J.-Y. Ollitrault, Phys. Lett. B **642**, 227 (2006).
19. STAR Collab. (J. Adams *et al.*), Phys. Rev. Lett. **92**, 062301 (2004).
20. STAR Collab. (B. I. Abelev *et al.*), Phys. Rev. C **77**, 054901 (2008).
21. G. Kh. Eyyubova *et al.*, CMS Analysis Note 2007/004 (2007), В. Л. Коротких и др., ЯФ **71**, 2179 (2008).
22. N. Borghini, P. M. Dinh and J.-Y. Ollitrault, Phys. Rev. C **64**, 054901 (2001).
23. J.-Y. Ollitrault, Phys. Rev. D **46**, 229 (1992); A. Bilandzic *et al.* arXiv:0801.3915 [nucl-ex].
24. R. S. Bhalerao, N. Borghini, J.-Y. Ollitrault, nucl-th/0310016.
25. *CMS Physics TDR Addendum: High Density QCD with Heavy-Ions*, CERN-LHCC-2007-009.
26. P. Jacobs and X. N. Wang, Prog. Part. Nucl. Phys. **54**, 443 (2005).
27. A. Bialas *et al.*, Nucl. Phys. B **111**, 461 (1976).
28. STAR Collab. (J. Adams *et al.*), Phys. Rev. Lett. **91**, 172302 (2003).
29. PHENIX Collab. (M. Shimomura *et al.*), Nucl. Phys. A **774**, 457 (2006).
30. I. Vitev, Phys. Lett. B **562**, 36 (2003).
31. V. S. Pantuev, JETP Lett. **85**, 104 (2007).
32. PHOBOS Collab. (B. B. Back *et al.*), Phys. Rev. Lett. **94**, 082304 (2005).
33. PHENIX Collab. (S. S. Adler *et al.*), Phys. Rev. Lett. **96**, 202301 (2006).
34. PHENIX Collab. (T. Isobe *et al.*), J. Phys. G **34**, S1015 (2007).
35. BRAHMS Collab. (I. Arsene *et al.*), Phys. Rev. Lett. **91**, 072305 (2003).
36. PHOBOS Collab. (B. B. Back *et al.*), Phys. Rev. Lett. **91**, 072302 (2003).
37. STAR Collab. (J. Adams *et al.*), Phys. Rev. Lett. **91**, 072304 (2003).
38. PHENIX Collab. (S. S. Adler *et al.*), nucl-ex/0611007 (2006).
39. STAR Collab. (B. I. Abelev *et al.*), Phys. Rev. Lett. **97**, 152301 (2006).
40. STAR Collab. (J. Adams *et al.*), Phys. Rev. Lett. **91**, 072304 (2003).
41. STAR Collab. (J. Adams *et al.*), Phys. Rev. Lett. **93**, 252301 (2004).
42. PHENIX Collab. (A. Adare *et al.*), Phys. Rev. C **78**, 014901 (2008).
43. PHENIX Collab. (N. N. Ajitanand), Nucl. Phys. A **783**, 519 (2007).
44. I. M. Dremin, JETP Lett. **30**, 140 (1979); Sov. J. Nucl. Phys. **33**, 726 (1981).
45. I. M. Dremin *et al.*, Phys. Lett. B **499**, 97 (2001).
46. I. M. Dremin, Nucl. Phys. A **767**, 233 (2006).
47. I. M. Dremin, Int. J. Mod. Phys. A **22**, 3087 (2007).
48. V. Koch *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 172302 (2006).
49. H. Stöcker *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **4**, 133 (1980).
50. H. Stöcker, Nucl. Phys. A **750**, 121 (2005).
51. B. Bauchle *et al.*, submitted to Phys. Rev. C, arXiv:0710.1476 [nucl-th].
52. B. Betz *et al.*, Int. J. Mod. Phys. E **16**, 3082 (2008).
53. J. Casalderrey-Solana *et al.*, Nucl. Phys. A **774**, 577 (2006).
54. V. L. Korotkikh and G. Kh. Eyyubova, Moscow Univ. Phys. Bul. **63**, 20 (2008).
55. I. M. Dremin *et al.*, accepted in J. Phys. G, arXiv:0711.1657 [nucl-ex].

PHYSICS OF RELATIVISTIC NUCLEUS COLLISIONS (MANIFESTATION OF COLLECTIVE EFFECTS)

V. L. Korotkikh

Review of RHIC experimental data is presented for the heavy-ion collisions with energy up to 100 GeV on a nucleon. These data give evidence for collective effects, which can be explained as a consequence of the dense thermalized medium formation. The medium is called the quark–gluon plasma (strong interacting plasma, quark–gluon matter, parton medium). The more impressive manifestation of collective effects are the particle azimuthal anisotropy distribution, the suppression of particle yield at large p_T comparing with pp collisions and the form change of hadron jet peak in nucleus–nucleus collision.