

О ВОЗМОЖНОСТИ ТЕРМАЛИЗАЦИИ ТЯЖЕЛЫХ МЕЗОНОВ В УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

И. П. Лохтин^{a*}, *А. В. Беляев*^a, *Г. Пониматкин*^b, *Е. Ю. Пронина*^a, *Г. Х. Эйлюбова*^a

^a Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына,
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119991, Москва, Россия

^b Чешский технический университет, Факультет ядерных наук и физической инженерии
16636, Прага, Чехия

Поступила в редакцию 11 августа 2016 г.

С помощью двухкомпонентной модели HYDJET++, учитывающей термальный и жесткий механизмы рождения адронов, проведен феноменологический анализ и интерпретация экспериментальных данных коллайдеров RHIC и LHC по рождению J/ψ - и D -мезонов в соударениях тяжелых ионов. Показано, что при энергии RHIC термальное вымораживание очарованных мезонов происходит раньше термального вымораживания легких адронов (предположительно одновременно с химическим вымораживанием), что свидетельствует о том, что J/ψ - и D -мезоны не находятся в кинетическом равновесии с образованной адронной материей. В то же время при энергии LHC значительная часть D -мезонов находится в кинетическом равновесии с образованной термализованной средой, однако J/ψ -мезоны все еще характеризуются ранним вымораживанием.

DOI: 10.7868/S0044451017020067

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение свойств субъядерной материи в условиях экстремально высоких плотностей энергии и температур, которые достигаются в ультрарелятивистских соударениях тяжелых ионов, является одним из наиболее динамично развивающихся направлений современной ядерной физики. Экспериментальные данные по множественному рождению частиц в соударениях тяжелых ионов на коллайдерах RHIC и LHC согласуются с предположением о формировании горячей сильновзаимодействующей материи с гидродинамическими свойствами («кварк-глюонной жидкости»), которая поглощает высокоэнергичные кварки и глюоны вследствие их многократного рассеяния и потерь энергии [1–6].

Процессы с рождением тяжелых кварков — один из важных инструментов для диагностики горячей материи в ядро-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях. В частности, до сих пор оста-

ется открытым вопрос, термализуются ли c -кварки в кварк-глюонной материи (так называемой «кварк-глюонной плазме»), предположительно образующейся на начальной стадии наиболее центральных ультрарелятивистских соударений тяжелых ионов [7]. Одним из необходимых условий для ответа на этот вопрос является достижение адекватного теоретического описания механизмов потерь энергии тяжелых кварков в плотной среде и реализация соответствующего математического формализма в виде компьютерной модели. Другим интересным вопросом, возникающим при характеристике поздней стадии соударений тяжелых ионов, представляется вопрос о степени термализации тяжелых мезонов в адронной жидкости, образованной в результате статистической адронизации кварк-глюонной плазмы [8, 9]. Некоторое время назад при проведении феноменологического анализа данных ускорителя SPS по множественному рождению адронов в соударениях ионов свинца (эксперименты с фиксированной мишенью, максимальная энергия пучка 158 ГэВ на нуклон) было высказано предположение о том, что «вымораживание» импульсных спектров J/ψ -мезонов происходит на более ранней

* E-mail: Igor.Lokhtin@cern.ch

стадии реакции, чем вымораживание спектров легких адронов, что может быть связано с большей массой и меньшим сечением взаимодействия очарованных мезонов [10]. При этом можно ожидать, что с ростом энергии пучков (RHIC, LHC) сечение взаимодействия очарованных мезонов в адронной среде будет возрастать (и также будет возрастать плотность адронной жидкости), что, в принципе, может значительно повлиять на степень их термализации. Отметим, что ситуации для мезонов с содержанием одного (D) или двух (J/ψ) валентных c -кварков могут существенно различаться. Важной составляющей моделирования процессов рождения тяжелых мезонов в соударениях релятивистских ядер является учет вклада как от термального (мягкого), так и нетермального (жесткого) механизмов рождения.

В настоящей работе представлены результаты феноменологического анализа экспериментальных данных коллайдеров RHIC и LHC по импульсным спектрам J/ψ - и D -мезонов в соударениях Au–Au при энергии в системе центра масс 200 ГэВ на пару нуклонов и в соударениях Pb–Pb при энергии в системе центра масс 2.76 ГэВ на пару нуклонов соответственно. Для моделирования событий использовалась двухкомпонентная модель Монте-Карло HYDJET++ [11], конечное состояние реакции в которой представляет собой суперпозицию двух независимых компонент: мягкой гидродинамической и жесткой струйной. В предыдущих работах было показано, что данная модель хорошо описывает различные характеристики множественного рождения инклюзивных (легких) адронов в соударениях тяжелых ионов при энергиях RHIC [11] и LHC [12–15].

2. МОДЕЛЬ HYDJET++

Для моделирования множественного рождения адронов в соударениях тяжелых ионов при энергиях RHIC и LHC использовался генератор событий HYDJET++, конечное состояние реакции в котором представляет собой суперпозицию двух независимых компонент: мягкой гидродинамической (процессы рождения с малыми поперечными импульсами, термальная компонента) и жесткой струйной (процессы рождения с большими поперечными импульсами, нетермальная компонента). Доминирующим механизмом рождения очарованных мезонов в используемой модели является термальный механизм, предполагающий рождение частиц в результате статистической адронизации кварк-глюонной плазмы. Жесткий механизм учитывает перерассе-

яние и потери энергии тяжелых кварков в горячей кварк-глюонной материи. Детальное описание модели можно найти в работах [11, 16]. Кратко перечислим основные характеристики модели, важные для проводимого в данной статье исследования.

Адронное состояние мягкой компоненты HYDJET++ моделируется на основе гидродинамической параметризации гиперповерхности вымораживания [17, 18]. Предполагается, что химический состав сгустка адронной материи фиксируется на стадии «химического вымораживания» при данной температуре T . В общем случае стадии химического вымораживания (когда перестает меняться отношение между числом адронов различного типа) и термического вымораживания (когда перестает меняться импульсное распределение адронов) могут быть разделены по времени и проходить при разных температурах, T^{ch} и T^{th} соответственно (при этом $T^{ch} \geq T^{th}$). Термальное рождение очарованных адронов рассматривается в приближении статистической адронизации [8, 9]. В этом случае распределение адронов в системе покоя элемента адронной жидкости имеет вид

$$f_c(p^{*0}; T, \gamma_c) = \frac{\gamma_c^{n_c} g_i}{\exp(p^{*0}/T) \pm 1}, \quad (1)$$

где p^{*0} — энергия адрона в системе покоя элемента жидкости, g_i — спиновый фактор, $\gamma_c \geq 1$ — фактор усиления чарма по сравнению с термальным значением («фугативность»), n_c — число валентных c -кварков в адроне C ($C = D, J/\psi, \Lambda_c$), знак « \pm » в знаменателе учитывает различие в квантовой статистике для фермионов и бозонов. Фугативность $\gamma_c \geq 1$ может быть рассмотрена как свободный параметр модели или определена через полное число $c\bar{c}$ -пар, вычисляемое в рамках теории возмущений КХД. Множественность адронов в каждом событии моделируется в соответствии с распределением Пуассона вокруг среднего значения \bar{N} , вычисляемого на гиперповерхности вымораживания в приближении эффективного термального объема, и для очарованных адронов

$$\begin{aligned} \bar{N}_c &= \rho_c^{eq}(T) V_{eff}, \\ \rho_c^{eq}(T) &= \int d^3p^* f_c(p^{*0}; T, \gamma_c). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\rho_c^{eq}(T)$ — термальная плотность адронов C при температуре T , V_{eff} — эффективный объем области излучения адронов с гиперповерхности собственного времени $\tau = \text{const}$, вычисляемый при данном параметре удара ядро-ядерного соударения b как

$$V_{eff} = \tau \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{R(b,\phi)} \sqrt{1 + \delta(b) \text{th}^2 Y_T(r,b) \cos 2\phi} \times \\ \times \text{ch} Y_T(r,b) r dr \int_{\eta_{min}}^{\eta_{max}} Y_L(\eta) d\eta, \quad (3)$$

где $Y_L(\eta)$ и $Y_T(r,b)$ — профили продольной (функция Гаусса) и поперечной (линейная функция) коллективных быстрот, $R(b,\phi)$ — поперечный размер адронного сгустка в азимутальном направлении ϕ , $\delta(b)$ — параметризация импульсной азимутальной анизотропии источника. Характеристики стабильных частиц и резонансов берутся из таблицы SHARE [19].

Для моделирования жесткой компоненты HYDJET++ используется генератор событий PYQUEN (PYthia QUENched) [20], модифицирующий характеристики жестких партонных струй, полученных с помощью генератора адрон-адронных взаимодействий PYTHIA [21]. Радиационные и столкновительные потери энергии жестких кварков и глюонов ассоциируются с каждым актом рассеяния в гидродинамически расширяющейся среде, включение интерференционных эффектов в глюонную радиацию проводится путем модификации спектра излучения как функции уменьшающейся температуры T . Радиационные потери энергии безмассового кварка на единицу длины dE^{rad}/dl вычисляются в рамках модели BDMPS [22–24]:

$$\frac{dE^{rad}}{dl} = \frac{2\alpha_s \mu_D^2 C_R}{\pi L} \int_{\mu_D^2 \lambda_g}^E d\omega \left[1 - x + \frac{x^2}{2} \right] \times \\ \times \ln |\cos(\omega_1 \tau_1)|, \quad (4)$$

$$\omega_1 = \sqrt{i \left(1 - x + \frac{C_R}{3} x^2 \right) \bar{\kappa} \ln \frac{16}{\bar{\kappa}}}, \quad \bar{\kappa} = \frac{\mu_D^2 \lambda_g}{\omega(1-x)},$$

где L — поперечный размер горячей области кварк-глюонной материи, λ_g — длина свободного пробега глюона, $\tau_1 = L/(2\lambda_g)$, $x = \omega/E$ — часть уносимой глюоном энергии жесткого кварка, α_s — бегущая константа связи сильного взаимодействия для N_f активных кварковых ароматов в среде, $C_R = 4/3$ — цветовой фактор кварка, μ_D — дебаевская экранирующая масса. Для тяжелых кварков с массой m_q используется простое обобщение формулы (4) в рамках приближения «мертвого конуса» [25]:

$$\left. \frac{dE^{rad}}{dl} \right|_{m_q \neq 0} = \frac{1}{(1 + (\beta\omega)^{3/2})^2} \left. \frac{dE^{rad}}{dl} \right|_{m_q = 0}, \quad (5)$$

$$\beta = \left(\frac{\lambda}{\mu_D^2} \right)^{1/3} \left(\frac{m_q}{E} \right)^{4/3}.$$

Столкновительные потери энергии на единицу длины dE^{col}/dl и сечение упругого рассеяния $d\sigma/dt$ жесткого кварка с энергией E и массой m_q на «термальных» партонах с энергией $m_0 \approx 3T \ll E$ вычисляются в пределе больших квадратов передач поперечного импульса t [26–28]:

$$\frac{dE^{col}}{dl} = \frac{1}{4T\lambda\sigma} \int_{\mu_D^2}^{t_{max}} dt \frac{d\sigma}{dt} t, \quad (6)$$

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx C \frac{2\pi\alpha_s^2(t)}{t^2} \frac{E^2}{E^2 - m_q^2}, \quad (7)$$

где $C = 1$ и $C = 4/9$ соответственно для gq - и qq -рассеяний, максимально возможная передача импульса

$$t_{max} = \frac{1}{s} [s - (m_q + m_0)^2][s - (m_q - m_0)^2],$$

$$s = 2m_0 E + m_0^2 + m_q^2.$$

Эволюция плотной среды, в которой происходят потери энергии жестких партонов, описывается в рамках одномерной гидродинамики с рождением частиц на гиперповерхности одинакового собственного времени τ [29]. Интенсивность перерасеяния в PYQUEN определяется главным образом начальной максимальной температурой T_0^{max} сгустка кварк-глюонной материи, сформированной в области перекрытия сталкивающихся ионов. Начальная температура $T_0^{max}(b=0)$ для центральных соударений тяжелых ионов является входным параметром модели; для нецентральных соударений начальная температура $T_0^{max}(b)$ вычисляется из условия, что соответствующая плотность энергии $\varepsilon_0(b)$ пропорциональна отношению функции ядерного перекрытия к эффективной поперечной площади области перекрытия. При этом плотность поперечной энергии в каждой точке области перекрытия полагается пропорциональной произведению функций толщины T_A двух ядер. Число жестких струй (включая пары тяжелых кварков) в каждом событии моделируется в соответствии с биномиальным распределением вокруг среднего значения N_{AA}^{jet} , определяемого для данной энергии сталкивающихся пучков \sqrt{s} и пара-

метра удара b как

$$\overline{N_{AA}^{jet}}(b, \sqrt{s}, p_T^{min}) = \int_{p_T^{min}} dp_T^2 \int dy \frac{d\sigma_{NN}^{hard}(p_T, \sqrt{s})}{dp_T^2 dy} \times \\ \times \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^\infty r dr T_A(r_1) T_A(r_2) S(r_1, r_2, p_T, y). \quad (8)$$

Здесь $\sigma_{NN}^{in}(\sqrt{s})$ и $d\sigma_{NN}^{hard}(p_T, \sqrt{s})/dp_T^2 dy$ — соответственно полное неупругое сечение и дифференциальное сечение жестких процессов с передачей поперечного импульса $p_T > p_T^{min}$ в нуклон-нуклонных взаимодействиях (вычисляется с помощью RYTHIA), $r_{1,2}$ — поперечные расстояния от вершины начального жесткого процесса до центра первого и второго ядер, коэффициент $S \leq 1$ учитывает эффект ядерного экранирования начального распределения партонов в нуклонах. В рамках используемого приближения считается, что партон, рожденный в жестких процессах с передачей импульса меньше p_T^{min} , становится частью термализованной системы, поэтому продукты их адронизации «автоматически» включены в мягкую компоненту события. Таким образом, параметр модели p_T^{min} определяет вклад жесткой компоненты в полную множественность событий.

3. ИМПУЛЬСНЫЕ СПЕКТРЫ J/ψ - И D -МЕЗОНОВ В СОУДАРЕНИЯХ ИОНОВ ЗОЛОТА ПРИ ЭНЕРГИИ RHIC

Входные параметры модели HYDJET++ для соударений ионов золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ были подобраны [11] из фита данных RHIC по импульсным спектрам инклюзивных заряженных адронов при различных центральных взаимодействиях. Основными параметрами, важными для проводимого исследования, являются температуры химического и термического вымораживания $T^{ch} = 165$ МэВ и $T^{th} = 100$ МэВ, максимальные скорости продольного и радиального потоков $Y_L^{max} = 3.3$ и $Y_T^{max} = 1.1$, значение минимальной передачи поперечного импульса в начальных жестких партон-партонных рассеяниях $p_T^{min} = 3.5$ ГэВ/с и максимальная начальная температура кварк-глюонной плазмы $T_0^{max} = 300$ МэВ. На рис. 1 и 2 представлены смоделированные при перечисленных выше параметрах p_T -спектры J/ψ - и D^0 -мезонов в сравнении с данными эксперимента STAR [30, 31]. Значение фугативности $\gamma_c = 7$ было подобрано из условия одинакового абсолютного выхода инклюзивных

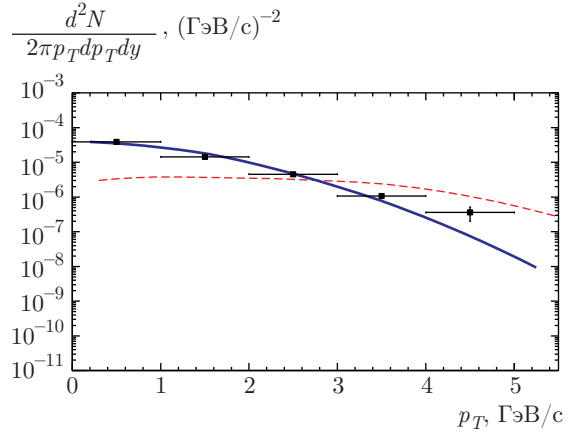


Рис. 1. Распределение инклюзивных J/ψ -мезонов по поперечному импульсу в 20 % наиболее центральных соударений Au–Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ для области быстрот $|y| < 1$. Точки — данные эксперимента STAR [30], гистограммы — результат моделирования HYDJET++ при использовании параметров вымораживания для инклюзивных адронов (штриховая гистограмма), «раннее» термическое вымораживание (сплошная гистограмма)

J/ψ -мезонов в данных и в модели. Видно, что смоделированные спектры (штриховые гистограммы) значительно более жесткие, чем спектры в данных, что может свидетельствовать о более раннем термическом вымораживании (и соответственно меньшей коллективной скорости) очарованных мезонов по сравнению с легкими адронами [10]. Если для простоты (и уменьшения количества свободных параметров) предположить, что термическое вымораживание очарованных мезонов происходит при той же температуре, что и химическое вымораживание, $T^{th} = T^{ch} = 165$ МэВ, то подобранные для такой гиперповерхности термического вымораживания значения коллективных быстрот $Y_L^{max} = 1.1$ и $Y_T^{max} = 0.5$ позволяют описать данные одновременно для J/ψ - и D^0 - мезонов (сплошные гистограммы на рис. 1 и 2).

Таким образом, проведенный модельный анализ данных RHIC свидетельствует в пользу того, что термическое вымораживание очарованных мезонов происходит раньше термического вымораживания легких адронов (предположительно, одновременно с химическим вымораживанием), что может быть связано с их большей массой и меньшим сечением взаимодействия в адронной среде. Следовательно, J/ψ - и D -мезоны не находятся в кинетическом равновесии с термализованной средой, образованной в центральных соударениях ионов золота на RHIC.

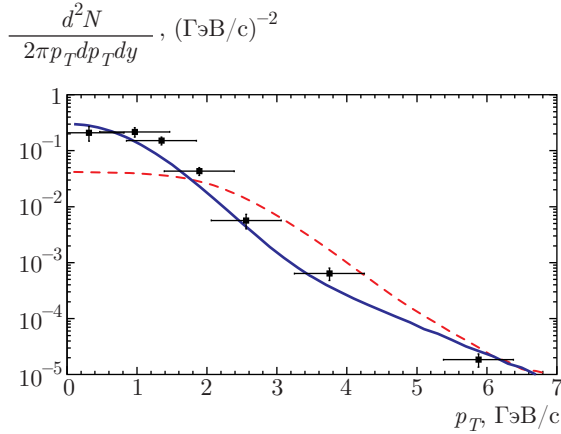


Рис. 2. Распределение D^0 -мезонов по поперечному импульсу в 10 % наиболее центральных соударениях Au–Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ для области быстрот $|y| < 1$. Точки — данные эксперимента STAR [31], гистограммы — результат моделирования HYDJET++ (обозначения гистограмм такие же, как на рис. 1)

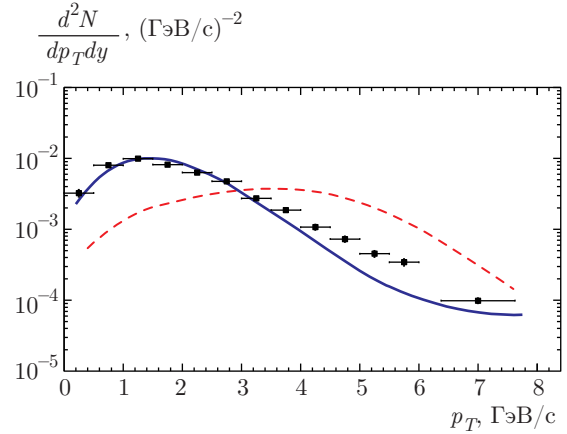


Рис. 3. Распределение инклюзивных J/ψ -мезонов по поперечному импульсу в 20 % наиболее центральных соударений Pb–Pb при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ для области быстрот $2.5 < y < 4$. Точки — данные эксперимента ALICE [32], гистограммы — результат моделирования HYDJET++ (обозначения гистограмм такие же, как на рис. 1)

4. ИМПУЛЬСНЫЕ СПЕКТРЫ И ЭЛЛИПТИЧЕСКИЙ ПОТОК J/ψ - И D -МЕЗОНОВ В СОУДАРЕНИЯХ ИОНОВ СВИНЦА ПРИ ЭНЕРГИИ ЛНС

Феноменологический анализ различных характеристик множественного рождения инклюзивных адронов в соударениях ионов свинца при энергии Большого адронного коллайдера $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ в рамках модели HYDJET++ проводился в работах [12–15]. Было показано, что модель успешно воспроизводит данные по импульсным спектрам [12], анизотропному потоку [13], угловым двухчастичным корреляциям [14] и флуктуациям эллиптического и триангулярного потоков заряженных адронов [15]. Использовались следующие основные входные параметры модели: температуры химического и термического вымораживания $T^{ch} = 165$ МэВ и $T^{th} = 105$ МэВ, максимальные быстроты продольного и радиального потоков $Y_L^{max} = 4.5$ и $Y_T^{max} = 1.265$, значение минимальной передачи поперечного импульса в начальных жестких партон-партонных рассеяниях $p_T^{min} = 8.2$ ГэВ/с и максимальная начальная температура кварк-глюонной плазмы $T_0^{max} = 1$ ГэВ. На рис. 3 и 4 представлено сравнение смоделированных p_T -спектров J/ψ -, D^{\pm} -, $D^{*\pm}$ - и D^0 -мезонов с данными эксперимента ALICE [32, 33]. Как и в случае сравнения с данными STAR, значение фугативности $\gamma_c = 11.5$ было подобрано из условия одинакового абсолютного выхода инклюзивных J/ψ -мезонов в данных и в модели.

Для J/ψ -мезонов ситуация близка к той, которая имела место при энергии RHIC: смоделированный с такими же параметрами вымораживания, как для инклюзивных адронов, p_T -спектр является более жестким по сравнению с данными. В предположении «раннего» вымораживания $T^{th} = T^{ch} = 165$ МэВ данные могут быть описаны моделью (вплоть до $p_T \approx 3.5$ ГэВ/с) с уменьшенной коллективной скоростью ($Y_L^{max} = 2.3$ и $Y_T^{max} = 0.6$), а также повышенным вкладом жесткой компоненты ($p_T^{min} = 3.0$ ГэВ/с). Отметим, что некоторая недооценка моделью выхода J/ψ -мезонов при высоких поперечных импульсах (жесткая компонента) может быть связана с необходимостью специальной настройки используемой версии PYTHIA на данные ЛНС по рождению J/ψ -мезонов в протон-протонных соударениях, однако наблюдаемое расхождение не влияет на выводы проводимого здесь исследования.

Для D -мезонов ситуация на ЛНС по сравнению с RHIC качественно меняется — их импульсные спектры уже могут быть описаны с помощью HYDJET++ с такими же параметрами вымораживания, как для инклюзивных адронов. На рис. 4 проиллюстрирован сравнительный вклад мягкой и жесткой компонент в зависимости от поперечного импульса D -мезонов. Видно, что термальная компонента, находящаяся в кинетическом равновесии с адронной средой, доминирует до $p_T \approx 4$ ГэВ/с. При этом описание данных достигается вплоть до самых высоких поперечных импульсов ($p_T \approx 16$ ГэВ/с),

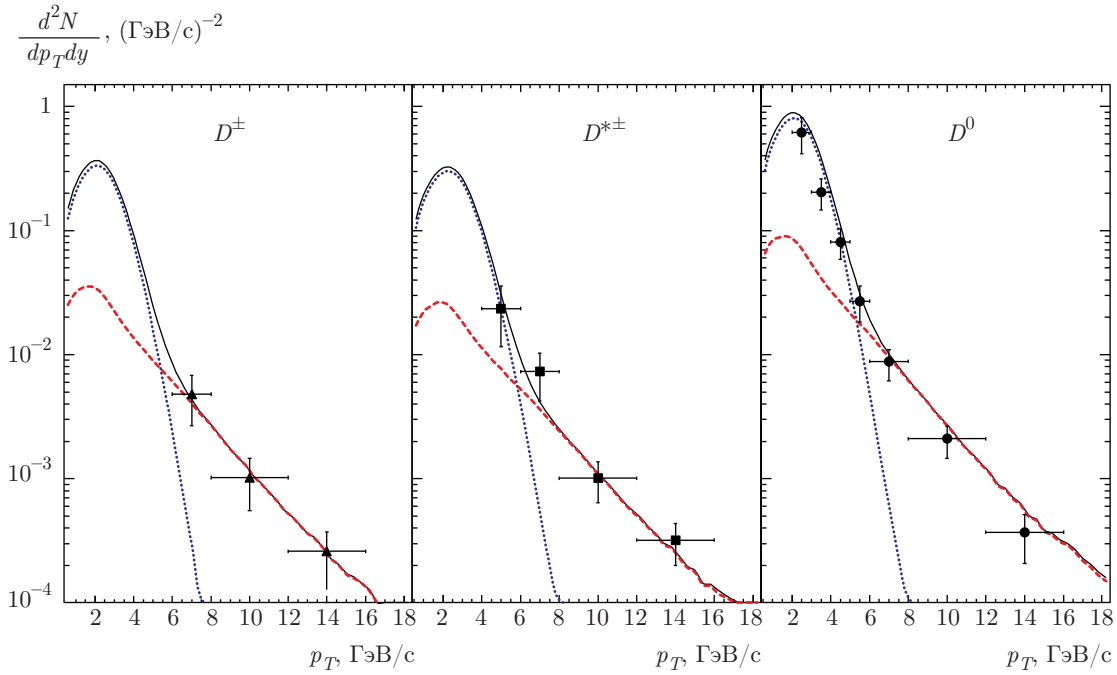


Рис. 4. Распределение $D^{\pm-}$, $D^{*\pm}$ и D^0 -мезонов по поперечному импульсу в 20 % наиболее центральных соударениях Pb–Pb при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ для области быстрот $|y| < 0.5$. Точки — данные эксперимента ALICE [33], сплошные гистограммы — результат моделирования HYDJET++ с использованием параметров вымораживания для инклюзивных адронов (точечными и штриховыми гистограммами показаны вклады соответственно мягкой и жесткой компонент)

что свидетельствует об успешности используемой для генерации жесткой компоненты в HYDJET++ модели перерасеяния и потерь энергии тяжелых кварков в горячей материи.

Важной физической наблюдаемой, характеризующей степень термализации системы частиц, образующейся в релятивистских ядерных взаимодействиях, является эллиптический поток — вторая фурье-гармоника v_2 разложения азимутального распределения частиц относительно плоскости реакции. В частности, наблюдение сильного эллиптического потока инклюзивных и идентифицированных адронов в соударениях тяжелых ионов на RHIC и LHC позволило сделать вывод об образовании сильновзаимодействующей материи с гидродинамическими свойствами [1–4, 6]. Нами было проведено сравнение результатов моделирования эллиптического потока очарованных мезонов с данными ALICE [34, 35]. На рис. 5 и 6 представлены импульсные зависимости коэффициента эллиптического потока v_2 для J/ψ -, $D^{\pm-}$, $D^{*\pm}$ и D^0 -мезонов. Хорошее согласие результатов моделирования и данных может свидетельствовать о физической правоте заложенных в модель предположений об условиях

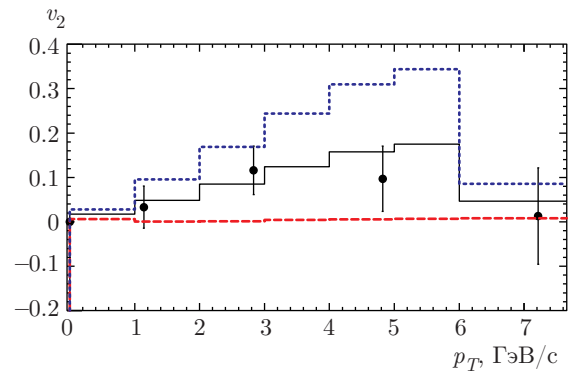


Рис. 5. Зависимости коэффициента эллиптического потока v_2 инклюзивных J/ψ -мезонов от поперечного импульса в полуцентральных соударениях Pb–Pb (20–40 % центральности) при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ для области быстрот $2.5 < y < 4$. Точки — данные эксперимента ALICE [34], гистограммы — результат моделирования HYDJET++ для «раннего» термического вымораживания (обозначения гистограмм такие же, как на рис. 4)

вымораживания тяжелых мезонов и соотношении вклада мягкой (термализованной) и жесткой (нетермализованной) компонент.

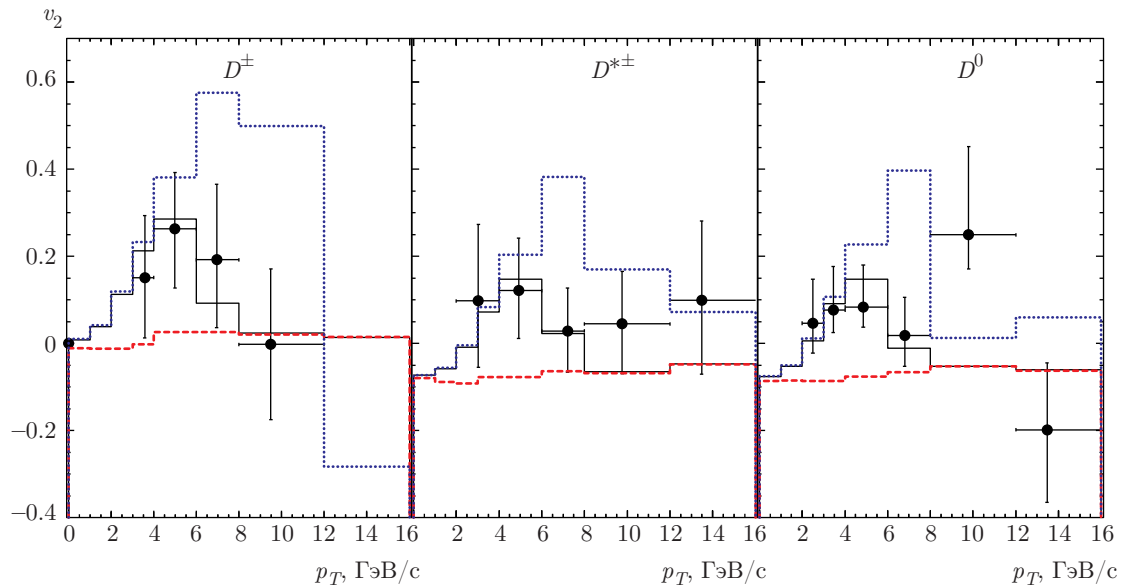


Рис. 6. Зависимости коэффициента эллиптического потока D^{\pm} , $D^{*\pm}$ и D^0 -мезонов от поперечного импульса в полуцентральных соударениях Pb–Pb (30–50 % центральности) при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ для области быстрот $|y| < 0.8$. Точки — данные эксперимента ALICE [35], сплошные гистограммы — результат моделирования HYDJET++ с использованием параметров вымораживания для инклюзивных адронов (обозначения гистограмм такие же, как на рис. 4)

Таким образом, на основе проведенного модельного анализа данных ЛHC показано, что термальное вымораживание D -мезонов происходит одновременно с термальным вымораживанием легких адронов, в то время как термальное вымораживание J/ψ -мезонов, как и при энергии RHIC, происходит раньше термального вымораживания легких адронов. Данный эффект может быть связан с ростом сечения взаимодействия D -мезонов при энергии ЛHC (которое становится сравнимым с сечением взаимодействия легких адронов), при том что сечение взаимодействия J/ψ -мезонов в адронной среде остается существенно меньшим.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты модельного анализа данных по рождению очарованных мезонов в соударениях тяжелых ионов при энергиях коллайдеров RHIC и ЛHC. Исследованы условия «вымораживания» спектров D - и J/ψ -мезонов и возможность их термализации. Обоснована важность учета нетермализованной компоненты для описания данных.

Показано, что импульсные спектры D - и J/ψ -мезонов в наиболее центральных соударениях ионов золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ могут быть воспроизведены двухкомпонентной моделью

HYDJET++, включающей гидродинамическую (мягкую) и струйную (жесткую) компоненты, с одинаковыми параметрами вымораживания. При этом установлено, что термическое вымораживание очарованных мезонов происходит раньше термического вымораживания легких адронов (предположительно одновременно с химическим вымораживанием), что может быть связано с их большей массой и меньшим сечением взаимодействия в адронной среде. Таким образом, при энергиях RHIC D - и J/ψ -мезоны не находятся в кинетическом равновесии с образованной термализованной адронной средой.

Импульсные спектры и эллиптический поток D - и J/ψ -мезонов в соударениях ионов свинца при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ описываются в рамках модели HYDJET++ в предположении, что термическое вымораживание D -мезонов происходит одновременно с термическим вымораживанием легких адронов, в то время как термическое вымораживание J/ψ -мезонов происходит раньше термического вымораживания легких адронов. Данный результат может быть связан с ростом сечения взаимодействия D -мезонов при энергии ЛHC (которое становится сравнимым с сечением взаимодействия легких адронов), в то время как сечение взаимодействия J/ψ -мезонов в адронной

среде остается существенно меньшим. Следовательно, на ЛНС, в отличие от РНС, значительная часть D -мезонов (до поперечных импульсов $p_T \approx 4$ ГэВ/с) находится в кинетическом равновесии с образованной адронной материей.

Авторы благодарят Я. Бельчик, В. Л. Коротких, Л. В. Малинину, С. В. Петрушанко, А. М. Снигирева и Е. Е. Забродина за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда 14-12-00110 в части моделирования рождения тяжелых мезонов при энергиях ЛНС.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Arsene et al. (BRAHMS Collaboration), Nucl. Phys. A **757**, 1 (2005).
2. B. B. Back et al. (PHOBOS Collaboration), Nucl. Phys. A **757**, 28 (2005).
3. J. Adams et al. (STAR Collaboration), Nucl. Phys. A **757**, 102 (2005).
4. K. Adcox et al. (PHENIX Collaboration), Nucl. Phys. A **757**, 184 (2005).
5. И. М. Дремин, А. В. Леонидов, УФН **53**, 1123 (2011).
6. N. Armesto and E. Scapparini, Eur. Phys. J. P **131**, 52 (2016).
7. S. Cao and S. A. Bass, Phys. Rev. C **84**, 064902 (2011).
8. A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich, and J. Stachel, Phys. Lett. B **571**, 36 (2003).
9. A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich, and J. Stachel, Nucl. Phys. A **789**, 334 (2007).
10. K. A. Bugaev, M. Gazdzicki, and M. I. Gorenstein, Phys. Lett. B **523**, 255 (2001).
11. I. P. Lokhtin, L. V. Malinina, S. V. Petrushanko, A. M. Snigirev, I. Arsene, and K. Tywoniuk, Comput. Phys. Commun. **180**, 779 (2009).
12. I. P. Lokhtin, A. V. Belyaev, L. V. Malinina, S. V. Petrushanko, E. P. Rogochnaya, and A. M. Snigirev, Eur. Phys. J. C **72**, 2045 (2012).
13. L. V. Bravina, B. H. Bruschheim Johansson, G. Kh. Eyyubova et al., Eur. Phys. J. C **74**, 2807 (2014).
14. L. V. Bravina, G. Kh. Eyyubova, V. L. Korotkikh et al., Phys. Rev. C **91**, 064907 (2015).
15. L. V. Bravina, E. S. Fotina, V. L. Korotkikh et al., Eur. Phys. J. C **75**, 588 (2015).
16. И. П. Лохтин, Л. В. Малинина, С. В. Петрушанко, А. М. Снигирев, ЯФ **73**, 2196 (2010).
17. N. S. Amelin, R. Lednicky, T. A. Pocheptsov et al., Phys. Rev. C **74**, 064901 (2006).
18. N. S. Amelin, R. Lednicky, I. P. Lokhtin et al., Phys. Rev. C **77**, 014903 (2008).
19. G. Torrieri, S. Steinke, W. Broniowski, W. Florkowski, J. Letessier, and J. Rafelski, Comput. Phys. Commun. **167**, 229 (2005).
20. I. P. Lokhtin and A. M. Snigirev, Eur. Phys. J. C **45**, 211 (2006).
21. T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands, JHEP **0605**, 026 (2006).
22. R. Baier, Yu. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, S. Peigne, and D. Schiff, Nucl. Phys. B **483**, 291 (1997).
23. R. Baier, Yu. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, S. Peigne, and D. Schiff, Phys. Rev. C **60**, 064902 (1999).
24. R. Baier, Yu. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, and D. Schiff, Phys. Rev. C **64**, 057902 (2001).
25. Yu. L. Dokshitzer and D. Kharzeev, Phys. Lett. B **519**, 199 (2001).
26. J. D. Bjorken, Fermilab Preprint Pub-82/29-THY (1982).
27. E. Braaten and M. Thoma, Phys. Rev. D **44**, 1298 (1991).
28. I. P. Lokhtin and A. M. Snigirev, Eur. Phys. J. C **16**, 527 (2000).
29. J. D. Bjorken, Phys. Rev. D **27**, 140 (1983).
30. L. Adamczyk et al. (STAR Collaboration), Phys. Rev. C **90**, 024906 (2014).
31. L. Adamczyk et al. (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **113**, 142301 (2014).
32. J. Adam et al. (ALICE Collaboration), JHEP **1605**, 179 (2016).
33. B. Abelev et al. (ALICE Collaboration), JHEP **1209**, 112 (2012).
34. E. Abbas et al. (ALICE Collaboration), Phys. Rev. Lett. **111**, 162301 (2013).
35. B. Abelev (ALICE Collaboration), Phys. Rev. Lett. **111**, 102301 (2013).