

# МЕХАНИЗМЫ ПОДАВЛЕНИЯ $B$ -МЕЗОНОВ В УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ СОУДАРЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

*И. П. Лохтин*<sup>a\*</sup>, *А. А. Сидорова*<sup>b</sup>

<sup>a</sup> *Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,  
Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына  
119991, Москва, Россия*

<sup>b</sup> *Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет  
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 8 августа 2018 г.,  
после переработки 8 августа 2018 г.  
Принята к публикации 8 октября 2018 г.

Проведен сравнительный анализ различных механизмов подавления выхода  $B$ -мезонов в соударениях ионов свинца при энергии Большого адронного коллайдера  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ. Показано, что экспериментально наблюдаемая слабая импульсная зависимость фактора подавления  $B$ -мезонов может быть воспроизведена моделью HYDJET++ в случае учета ядерного экранирования начальных партонных распределений и радиационных и столкновительных потерь энергии тяжелых кварков в горячей материи. При этом выявлено существенное различие в степени влияния эффектов начального и конечного состояний на подавление выхода легких и тяжелых адронов.

DOI: 10.1134/S0044451019040114

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Теоретическое и экспериментальное исследование свойств ядерной материи в условиях экстремально высоких температур и плотностей энергии является одним из наиболее динамично развивающихся направлений современной физики высоких энергий [1–3]. В лабораторных условиях пучки релятивистских ядер впервые были получены в 1970 г. на синхрофазотроне ОИЯИ (Дубна) при энергии  $E = 1\text{--}4$  ГэВ на нуклон. Впоследствии тяжелые ионы были ускорены до высоких энергий и в других ядерных центрах. К настоящему времени накоплен значительный экспериментальный материал по различным физическим наблюдаемым в соударениях тяжелых ионов на ускорителе SPS в ЦЕРНе (эксперименты с фиксированной мишенью, максимальная энергия столкновений свинец–свинец на пару нуклонов в системе центра масс  $\sqrt{s_{NN}} = 17$  ГэВ), на коллайдере RHIC в Брукхейвенской национальной лаборатории США (максимальная энергия столкновений

золото–золото  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ) и на Большом адронном коллайдере LHC в ЦЕРНе (энергия столкновений свинец–свинец  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  ТэВ в сеансах 2010 и 2011 гг. и 5.02 ТэВ в сеансе 2015 г.; следующий сеанс с пучками ионов свинца на LHC запланирован на конец 2018 г. перед двухлетней остановкой коллайдера на плановую модернизацию). Первые указания на формирование нового состояния кварк-глюонной материи (КГМ), такие как аномальное подавление выхода  $J/\psi$ -мезонов, тепловое излучение фотонов и лептонных пар, усиленный выход «странных» адронов, были получены в экспериментах на SPS [4]. Совокупность данных, полученных в дальнейшем в соударениях тяжелых ионов на RHIC и LHC (подавление выхода кваркониев и жестких адронов, модификация характеристик адронных струй, азимутальная анизотропия потока частиц, дальнедействующие азимутальные корреляции и др.) свидетельствуют о проявлении коллективных эффектов на партонном уровне и согласуются с предположением о формировании горячей сильно-взаимодействующей материи с гидродинамическими свойствами («кварк-глюонная жидкость»), которая поглощает высокоэнергичные кварки и глюо-

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

ны вследствие их многократного рассеяния и потерь энергии [5–10].

Процессы жесткого рождения частиц (т. е. идущие с большими поперечными импульсами  $p_T$  или массами  $M$  много больше характерного масштаба конфайнмента в квантовой хромодинамике,  $p_T, M \gg 200$  МэВ) интересны, прежде всего, тем, что они несут информацию о самых начальных стадиях эволюции соударений тяжелых ионов. Одним из основных жестких тестов КГМ является поглощение в ней высокоэнергичных струй цветозаряженных кварков и глюонов — так называемое «гашение струй» (“jet quenching”) [11–18]. Ряд наблюдаемых в соударениях ионов свинца на ЛНС эффектов, таких как подавление выхода адронов и адронных струй с большими поперечными импульсами, модификация внутренней структуры струй, разбалансировка поперечной энергии в процессах парного рождения струй и в процессах рождения струи в сопровождении фотона или  $Z$ -бозона, согласуются с наличием потерь энергии жестких партонов в КГМ [19]. При этом до сих пор не до конца проясненным остается вопрос о механизмах потерь энергии тяжелых кварков в горячей среде, которые могут отличаться от аналогичных процессов с участием легких кварков и безмассовых глюонов, в частности, вследствие эффекта «мертвого конуса» — подавления глюонной радиации в направлении движения тяжелого кварка [20]. Информация о механизмах потерь энергии тяжелых кварков может быть получена на основе сравнительного анализа картины подавления легких адронов и адронов с содержанием тяжелых кварков —  $D$ - и  $B$ -мезонов, которые содержат в своем составе соответственно  $c$ - и  $b$ -кварк. Экспериментально наблюдаемое в соударениях ионов свинца на ЛНС значительное подавление выхода жестких  $D$ -мезонов [21–26] и  $B$ -мезонов [27] согласуется с наличием потерь энергии тяжелых кварков в среде, что приводит к необходимости дальнейшей модельной интерпретации полученных результатов.

В предыдущей работе [28] было показано, что при энергиях ЛНС (в отличие от энергий RHIC) значительная часть  $D$ -мезонов находится в кинетическом равновесии с образованной в соударениях тяжелых ионов адронной материей, что может свидетельствовать о высокой степени термализации  $c$ -кварков в КГМ. В то же время масса  $b$ -кварков слишком велика, чтобы говорить об их термализации в среде. В данной ситуации специфический интерес к изучению рождения  $B$ -мезонов в соударениях тяжелых ионов обусловлен, прежде всего, выявлением и сопоставлением вклада различ-

ных механизмов подавления их выхода при больших поперечных импульсах, что и является основной целью настоящей работы. Для моделирования событий использовалась двухкомпонентная модель Монте-Карло HYDJET++ [29, 30], конечное состояние реакции в которой представляет собой суперпозицию двух независимых компонент: мягкой гидродинамической и жесткой струйной. Эта модель хорошо описывает полученные в соударениях ионов свинца при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  ТэВ данные по  $p_T$ -спектрам и факторам подавления как инклюзивных (легких) адронов [31], так и  $D$ -мезонов [28, 32], что дает основание применить ее для расчета аналогичных характеристик  $B$ -мезонов.

## 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ РОЖДЕНИЯ $B$ -МЕЗОНОВ С ПОМОЩЬЮ ГЕНЕРАТОРА СОБЫТИЙ HYDJET++

Для моделирования рождения  $B$ -мезонов в соударениях свинец–свинец при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ использовался генератор событий HYDJET++, конечное состояние реакции в котором представляет собой суперпозицию двух независимых компонент: мягкой гидродинамической (процессы рождения с малыми поперечными импульсами, «термализованная» компонента) и жесткой струйной (процессы рождения с большими поперечными импульсами, «нетермализованная» компонента). Детальное описание модели можно найти в работах [29, 30]. Поскольку для сравнения с доступными данными [27] рассматривалось рождение  $B$ -мезонов с большими поперечными импульсами,  $p_T > 7$  ГэВ/с, в проводимом исследовании использовалась только жесткая компонента HYDJET++, процедура моделирования которой кратко представлена в данном разделе.

Основой для моделирования многопартонного струйного состояния в HYDJET++ является генератор событий PYQUEN (PYthia QUENched) [33], модифицирующий полученные с помощью генератора адрон-адронных взаимодействий PYTHIA [34] характеристики партонных струй с учетом многократного рассеяния и радиационных и столкновительных потерь энергии жестких кварков и глюонов в расширяющейся КГМ. Последующая адронизация модифицированных в среде партонных событий проводится в соответствии с лундовским струйным механизмом, который используется в PYTHIA.

Радиационные потери энергии безмассового кварка на единицу длины  $dE^{rad}/dl$  вычисляются в рамках модели BDMPS [35–37]:

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

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

Здесь  $L$  — поперечный размер горячей области КГМ,  $\lambda_g = 1/(\sigma_g \rho)$  — длина свободного пробега глюона ( $\rho \propto T^3$  — плотность среды при температуре  $T$ ,  $\sigma_g$  — интегральное сечение рассеяния глюона в среде),  $\tau_1 = L/(2\lambda_g)$ ,  $x = \omega/E$  — часть уносимой глюоном энергии жесткого кварка,  $\alpha_s$  — бегущая константа связи сильного взаимодействия для  $N_f$  активных кварковых ароматов в среде,  $C_R = 4/3$  — цветовой фактор кварка,  $\mu_D^2 \simeq 4\pi\alpha_s T^2(1 + N_f/6)$  — квадрат дебаевской экранирующей массы. Для тяжелых кварков массой  $m_q$  используется обобщение формулы (1), приближение «мертвого конуса» [20]:

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

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

Из формулы (2) видно, что подавление глюонной радиации максимально для «медленных» тяжелых кварков ( $E \sim m_q$ ) и практически отсутствует в ультрарелятивистском случае ( $E \gg m_q$ ).

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  $m_0 \sim 3T \ll E$  вычисляются в пределе больших квадратов передач поперечного импульса  $t$  [38–40]:

$$\frac{dE^{col}}{dl} = \frac{1}{4T\lambda\sigma} \int_{\mu_D^2}^{t_{max}} dt \frac{d\sigma}{dt} t, \quad (3)$$

$$\frac{d\sigma}{dt} \simeq C \frac{2\pi\alpha_s^2(t)}{t^2} \frac{E^2}{E^2 - m_q^2}, \quad (4)$$

где  $C = 1$  и  $4/9$  соответственно для  $qg$ - 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 горячей среды, в которой происходят потери энергии жестких партонов, описывает-

ся в рамках одномерной гидродинамики с рождением частиц на гиперповерхности одинакового собственного времени  $\tau$  [41]. Интенсивность перерасеяния в PYQUEN определяется, главным образом, начальной максимальной температурой  $T_0^{max}$  сгустка КГМ, сформированной в области перекрытия сталкивающихся ядер. Начальная температура  $T_0^{max}(b=0)$  для центральных соударений ионов является входным параметром модели; для нецентральных соударений с параметром удара  $b \neq 0$  начальная температура  $T_0^{max}(b)$  вычисляется из условия, что соответствующая плотность энергии  $\varepsilon_0(b)$  пропорциональна отношению функции ядерного перекрытия к поперечной площади области перекрытия. При этом плотность поперечной энергии в каждой точке области перекрытия полагается пропорциональной произведению функций толщины  $T_A$  двух ядер. Для моделирования соударений PbPb при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ использовались начальные условия, близкие к условиям, использованным в работах [28, 31, 32]: максимальная температура глюонно-обогащенной ( $N_f = 0$ ) материи  $T_0^{max} = 1.1$  ГэВ (на 10% выше, чем при  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  ТэВ) в начальный момент времени  $\tau_0 = 0.1$  Фм/с.

Число жестких струй в событии моделируется в соответствии с биномиальным распределением вокруг среднего значения  $N_{AA}^{jet}$ , вычисляемого для данной энергии пучков  $\sqrt{s}$  и параметра удара  $b$  как

$$\overline{N_{AA}^{jet}}(b, \sqrt{s}, p_T^{min}) = \int_{p_T^{min}} dp_T^2 \int dy \frac{d\sigma_{NN}^{hard}(p_T, \sqrt{s})}{dp_T^2 dy} \times \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^\infty r dr T_A(r_1) T_A(r_2) S(r_1, r_2, p_T, y). \quad (5)$$

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 больше минимального значения  $p_T^{min}$  в нуклон-нуклонных взаимодействиях (вычисляется с помощью PYTHIA),  $r_{1,2}$  — поперечные расстояния от вершины начального жесткого процесса до центра первого и второго ядер. Для моделирования рождения  $B$ -мезонов с  $p_T > 7$  ГэВ/с использовалось значение  $p_T^{min} = 5$  ГэВ/с. Коэффициент  $S \leq 1$  в формуле (5) учитывает эффект ядерного экранирования начального распределения партонов в нуклонах и вычисляется как

$$S = S_A(x_1, Q^2, r_1) S_A(x_2, Q^2, r_2), \quad (6)$$

где  $S_A$  — полученная в рамках теории Глаубера–Грибова параметризация отношения структурных функций нуклона в ядре  $A$  и свободного нуклона [42],  $x_{1,2}$  — уносимые начальными партонами доли импульса нуклонов, участвующих в жестком процессе с квадратом переданного поперечного импульса  $Q^2 = x_1 x_2 s$ . Полученный таким образом коэффициент ядерного экранирования зависит от центральности ядро-ядерного взаимодействия — для более центральных соударений эффект ядерного экранирования сильнее. При этом с ростом  $x$  и  $Q^2$  структурных функций (а, значит, и  $p_T$  рожденных адронов) влияние ядерного экранирования уменьшается, т. е. при достаточно больших  $p_T$  значение коэффициента  $S$  становится близким к 1.

Отметим, что в генераторе событий PYTHIA, используемом для моделирования начального партонного состояния PYQUEN/HYDJET++, пары тяжелых кварков рождаются как непосредственно в начальных жестких партон-партонных рассеяниях, так и в партонных ливнях, инициированных легкими кварками и глюонами [43–45].

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Для сравнительного анализа различных механизмов подавления  $B$ -мезонов в ультрарелятивистских ядро-ядерных взаимодействиях моделирование и отбор событий проводились с такими же условиями, как и в эксперименте CMS [27]. С помощью генератора событий HYDJET++ моделировались соударения ионов свинца при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ без ограничений на параметр удара (minimum bias), в которых отбирались заряженные  $B$ -мезоны с поперечными импульсами  $p_T > 7$  ГэВ/с в центральной области быстрот  $|y| < 2.4$ . Для построения гистограмм использовалось (как и в данных) пять интервалов по  $p_T$ : 7–10, 10–15, 15–20, 20–30 и 30–50 ГэВ/с. Моделирование было проведено для шести случаев:

(a) ядерное экранирование начальных партонных распределений и радиационные и столкновительные потери энергии партонов в среде выключены («референсный сценарий» без ядерных эффектов);

(b) ядерное экранирование начальных партонных распределений и радиационные и столкновительные потери энергии партонов в среде включены («базовый сценарий» с полным набором ядерных эффектов);

(c) ядерное экранирование начальных партонных распределений выключено, радиационные и столкновительные потери энергии партонов в среде включены;

(d) ядерное экранирование начальных партонных распределений включено, радиационные и столкновительные потери энергии партонов в среде выключены;

(e) ядерное экранирование начальных партонных распределений и радиационные потери энергии партонов в среде включены, столкновительные потери энергии партонов в среде выключены;

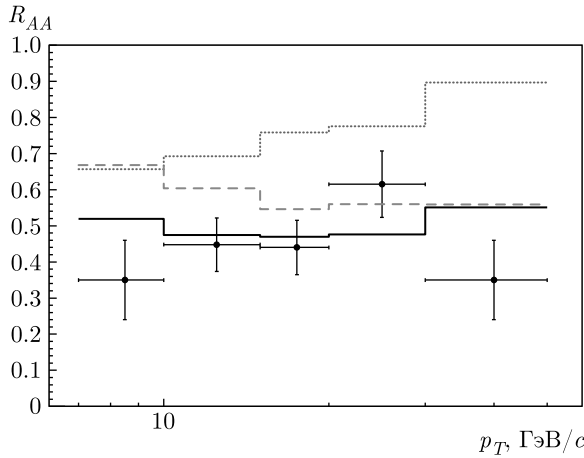
(f) ядерное экранирование начальных партонных распределений и столкновительные потери энергии партонов в среде включены, радиационные потери энергии партонов в среде выключены.

Рождение жестких частиц в соударениях тяжелых ионов характеризуется фактором ядерной модификации  $R_{AA}$ , который определяется как отношение числа частиц  $N$  в ядро-ядерных ( $AA$ ) и протон-протонных ( $pp$ ) соударениях (при эквивалентной энергии в системе центра масс на пару нуклонов), нормированное на среднее число бинарных нуклон-нуклонных соударений  $\langle N_{coll} \rangle$  для данного класса центральности:

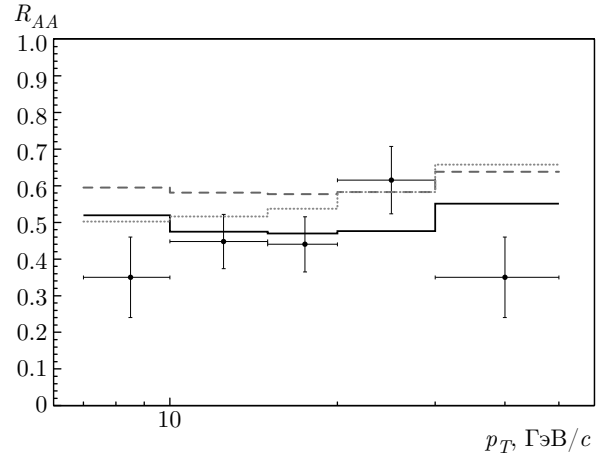
$$R_{AA}(p_T) = \frac{d^2 N^{AA}/dy dp_T}{\langle N_{coll} \rangle d^2 N^{pp}/dy dp_T}. \quad (7)$$

В отсутствие ядерных эффектов начального или конечного состояний  $R_{AA} = 1$ , подавление процесса имеет место, если  $R_{AA} < 1$ . В нашем случае для каждого интервала  $p_T$  фактор  $R_{AA}$  вычислялся как отношение числа частиц в сценариях (b)–(f) к числу частиц в референсном сценарии (a).

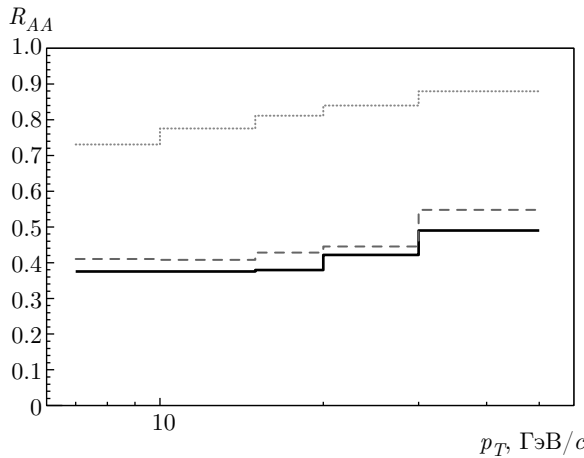
На рис. 1 представлено сравнение смоделированной  $p_T$ -зависимости фактора ядерной модификации  $R_{AA}$  заряженных  $B$ -мезонов с данными CMS [27] для трех сценариев (b), (c) и (d). Можно видеть, что вклады ядерного экранирования и потерь энергии  $b$ -кварков в среде в подавление выхода  $B$ -мезонов сравнимы при  $p_T \sim 10$  ГэВ/с; при этом с ростом  $p_T$  относительный вклад потерь энергии растет и полностью доминирует при  $p_T > 30$  ГэВ/с (т. е. при поперечных импульсах много больше масс  $b$ -кварка и  $B$ -мезона). Так как импульсные зависимости двух эффектов имеют противоположные направленности (степень подавления уменьшается с ростом  $p_T$  для ядерного экранирования и растет с ростом  $p_T$  для потерь энергии), их комбинация приводит к слабой (практически постоянной)  $p_T$ -зависимости фактора ядерной модификации в рассматриваемой кинематической области, что, в принципе, согласуется с



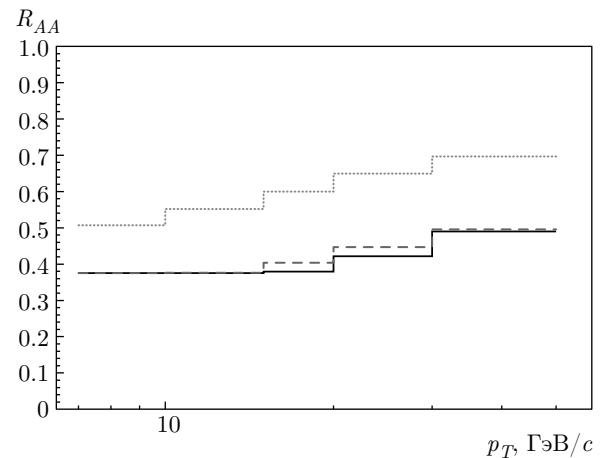
**Рис. 1.** Импульсная зависимость фактора ядерной модификации заряженных  $B$ -мезонов в соударениях РbРb при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ для области быстрот  $|y| < 2.4$ . Точки — данные CMS [27], гистограммы — результаты моделирования HYDJET++ (сплошная гистограмма — ядерное экранирование и потери энергии включены; штриховая гистограмма — ядерное экранирование выключено, потери энергии включены; пунктирная гистограмма — ядерное экранирование включено, потери энергии выключены)



**Рис. 3.** Импульсная зависимость фактора ядерной модификации заряженных  $B$ -мезонов в соударениях РbРb при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ для области быстрот  $|y| < 2.4$ . Точки — данные CMS [27], гистограммы — результаты моделирования HYDJET++ (сплошная гистограмма — ядерное экранирование и потери энергии включены; штриховая гистограмма — ядерное экранирование и радиационные потери включены, столкновительные потери выключены; пунктирная гистограмма — ядерное экранирование и столкновительные потери включены, радиационные потери выключены)



**Рис. 2.** Импульсная зависимость фактора ядерной модификации инклюзивных заряженных адронов в соударениях РbРb при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ для области быстрот  $|y| < 2.4$ . Обозначения гистограмм (результаты HYDJET++) такие же, как на рис. 1



**Рис. 4.** Импульсная зависимость фактора ядерной модификации инклюзивных заряженных адронов в соударениях РbРb при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ для области быстрот  $|y| < 2.4$ . Обозначения гистограмм (результаты HYDJET++) такие же, как на рис. 3

экспериментальными данными (в пределах достаточно больших статистических погрешностей измерений). Отметим, что ситуация качественно отличается от картины подавления инклюзивных (легких) адронов, степень которого в том же кинематическом диапазоне практически полностью определяется потерями энергии партонов в среде (рис. 2).

Такое различие может быть объяснено, главным образом, меньшими радиационными потерями энергии тяжелых кварков по сравнению с легкими кварками (эффект «мертвого конуса»), а также разными начальными импульсными распределениями и функциями фрагментации тяжелых и легких кварков.

Другим интересным следствием подавления глюонной радиации  $b$ -кварков является сравнимая степень вклада радиационных и столкновительных потерь энергии в наблюдаемое подавление выхода  $B$ -мезонов, которая продемонстрирована на рис. 3 для сценариев ( $e$ ) и ( $f$ ) соответственно. Ситуация здесь также качественно отличается от случая легких кварков и безмассовых глюонов, радиационные потери которых являются доминирующим механизмом подавления выхода легких адронов (рис. 4).

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе модельного анализа данных Большого адронного коллайдера исследован вклад различных механизмов подавления выхода  $B$ -мезонов в соударениях ионов свинца при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ. Для моделирования рождения  $B$ -мезонов, учитывающего ядерные эффекты начального (ядерное экранирование начальных партонных распределений) и конечного (многократное рассеяние и радиационные и столкновительные потери энергии жестких партонных в горячей материи) состояний, использовался генератор событий HYDJET++.

Показано, что вклады ядерного экранирования и потерь энергии  $b$ -кварков в среде в подавление выхода  $B$ -мезонов сравнимы при поперечных импульсах  $p_T \sim 10$  ГэВ/с. При этом с ростом  $p_T$  относительный вклад потерь энергии по сравнению с вкладом ядерного экранирования растет и полностью доминирует при  $p_T > 30$  ГэВ/с. Экспериментально наблюдаемая слабая импульсная зависимость фактора подавления  $B$ -мезонов может быть воспроизведена моделью HYDJET++ и обусловлена комбинацией эффектов начального и конечного состояний, имеющих разные импульсные зависимости. Установлено также, что радиационные и столкновительные потери энергии  $b$ -кварков в среде приводят к сопоставимой степени подавления выхода  $B$ -мезонов. Полученные результаты существенно отличаются от результатов для инклюзивных (легких) адронов, подавление выхода которых при больших поперечных импульсах практически полностью определяется радиационными потерями энергии партонных в среде. Такое различие может быть объяснено, главным образом, подавлением глюонной радиации в направлении движения тяжелого кварка (эффект «мертвого конуса»), а также разными начальными импульсными распределениями и функциями фрагментации тяжелых и легких кварков.

**Благодарности.** Авторы благодарят А. В. Беляева, Л. В. Малинину, С. В. Петрушанко, А. М. Снигирева и Е. Е. Забродина за полезные обсуждения.

**Финансирование работы.** Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-02-00155).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Quark-Gluon Plasma*, ed. by R. C. Hwa and X.-N. Wang, World Sci. (2010).
2. И. М. Дремин, А. В. Леонидов, УФН **53**, 1123 (2011).
3. R. Pasechnik and M. Sumbera, *Universe* **3**, 7 (2017).
4. U. Heinz and M. Jacob, arXiv:nucl-th/0002042.
5. I. Arsene et al. (BRAHMS Collaboration), *Nucl. Phys. A* **757**, 1 (2005).
6. B. B. Back et al. (PHOBOS Collaboration), *Nucl. Phys. A* **757**, 28 (2005).
7. J. Adams et al. (STAR Collaboration), *Nucl. Phys. A* **757**, 102 (2005).
8. K. Adcox et al. (PHENIX Collaboration), *Nucl. Phys. A* **757**, 184 (2005).
9. B. Muller, J. Schukraft, and B. Wyslouch, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **62**, 361 (2012).
10. N. Armesto and E. Scapparini, *Eur. Phys. J. P* **131**, 52 (2016).
11. R. Baier, D. Schiff, and B. G. Zakharov, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **50**, 37 (2000).
12. D. d'Enterria, *Landolt-Bornstein* **23**, 471 (2010).
13. U. A. Wiedemann, *Landolt-Bornstein* **23**, 521 (2010).
14. A. Accardi, F. Arleo, W. K. Brooks, D. d'Enterria, and V. Muccifora, *Riv. Nuovo Cim.* **32**, 439 (2010).
15. A. Majumder and M. Van Leeuwen, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **66**, 41 (2011).
16. Y. Mehtar-Tani, J. G. Milano, and K. Tywoniuk, *Int. J. Mod. Phys. A* **28**, 1340013 (2013).
17. G.-Y. Qin, *Nucl. Phys. A* **931**, 165 (2014).
18. A. Majumder, *Pramana* **84**, 821 (2015).
19. M. Spousta, *Mod. Phys. Lett. A* **28**, 1330017 (2013).
20. Yu. L. Dokshitzer and D. Kharzeev, *Phys. Lett. B* **519**, 199 (2001).

21. B. Abelev et al. (ALICE Collaboration), *JHEP* **1209**, 112 (2012).
22. J. Adam et al. (ALICE Collaboration), *JHEP* **1511**, 205 (2015).
23. J. Adam et al. (ALICE Collaboration), *JHEP* **1603**, 081 (2016).
24. J. Adam et al. (ALICE Collaboration), *JHEP* **1603**, 082 (2016).
25. S. Acharya et al. (ALICE Collaboration), arXiv: 1804.09083.
26. A. Sirunyan et al. (CMS Collaboration), *Phys. Lett. B* **782**, 474 (2018).
27. A. Sirunyan et al. (CMS Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **119**, 152301 (2017).
28. И. П. Лохтин, А. В. Беляев, Г. Пониматкин, Е. Ю. Пронина, Г. Х. Эйюбова, *ЖЭТФ* **151**, 285 (2017).
29. I. P. Lokhtin, L. V. Malinina, S. V. Petrushanko, A. M. Snigirev, I. Arsene, and K. Tywoniuk, *Comput. Phys. Comm.* **180**, 779 (2009).
30. И. П. Лохтин, Л. В. Малинина, С. В. Петрушанко, А. М. Снигирев, *ЯФ* **73**, 2196 (2010).
31. 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).
32. I. P. Lokhtin, A. V. Belyaev, G. Kh. Eyyubova, G. Ponomiatkin, and E. Yu. Pronina, *J. Phys. G* **43**, 125104 (2016).
33. I. P. Lokhtin and A. M. Snigirev, *Eur. Phys. J. C* **45**, 211 (2006).
34. T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands, *JHEP* **0605**, 026 (2006).
35. R. Baier, Yu. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, S. Peigne, and D. Schiff, *Nucl. Phys. B* **483**, 291 (1997).
36. R. Baier, Yu. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, S. Peigne, and D. Schiff, *Phys. Rev. C* **60**, 064902 (1999).
37. R. Baier, Yu. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, and D. Schiff, *Phys. Rev. C* **64**, 057902 (2001).
38. J. D. Bjorken, Fermilab Preprint Pub-82/29-THY (1982).
39. E. Braaten and M. Thoma, *Phys. Rev. D* **44**, 1298 (1991).
40. I. P. Lokhtin and A. M. Snigirev, *Eur. Phys. J. C* **16**, 527 (2000).
41. J. D. Bjorken, *Phys. Rev. D* **27**, 140 (1983).
42. K. Tywoniuk, I. C. Arsene, L. Bravina, A. B. Kaidalov, and E. Zabrodin, *Phys. Lett. B* **657**, 170 (2007).
43. E. Norrbin and T. Sjöstrand, *Eur. Phys. J. C* **17**, 137 (2000).
44. И. П. Лохтин, А. М. Снигирев, *ЯФ* **65**, 1777 (2002).
45. I. P. Lokhtin and A. M. Snigirev, *Nucl. Phys. A* **702**, 346 (2002).