

# ОХЛАЖДЕНИЕ СТРУЙ ДЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ФЛЕЙВОРОВ В $AA$ - И $pp$ -СТОЛКНОВЕНИЯХ

Б.Г. Захаров <sup>a</sup>

<sup>a</sup> Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук  
117940, Москва, Россия

Поступила в редакцию 4 декабря 2022 г.,  
после переработки 4 декабря 2022 г.  
Принята к публикации 5 декабря 2022 г.

Проведен глобальный анализ экспериментальных данных по охлаждению струй для тяжелых флейворов для сценариев с образованием кварк-глюонной плазмы и без нее в  $pp$ -столкновениях. Найдено, что теоретические предсказания для фактора ядерной модификации  $R_{AA}$  для тяжелых флейворов при энергиях LHC для этих сценариев очень похожи, при этом результаты для  $R_{AA}$  и  $v_2$  разумно согласуются с данными LHC. Согласие с данными при максимальной энергии RHIC становится несколько лучше для промежуточного сценария, в котором образование кварк-глюонной плазмы в  $pp$ -столкновениях происходит только при энергиях LHC. Наше фитирование  $R_{AA}$  для тяжелых флейворов показывает, что описание охлаждения струй для тяжелых флейворов требует несколько больших  $\alpha_s$ , чем данные об охлаждении струй для легких адронов.

DOI: 10.31857/S0044451023050048  
EDN: BCBCGF

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Наблюдаемое подавление спектров адронов с большими  $p_T$  (охлаждение струй) при столкновениях ядро-ядро ( $AA$ ) на RHIC и LHC является одним из основных сигналов образования деконфайнментной кварк-глюонной плазмы (КГП) в начальной стадии  $AA$ -столкновений. Охлаждение струй в  $AA$ -столкновениях происходит из-за радиационных [1–6] и столкновительных [7] потерь энергии быстрыми партонами, проходящими через файербол из КГП. Основной вклад в потери энергии партонов вносит индуцированное глюонное излучение [6, 8]. Подавление спектров частиц в  $AA$ -столкновениях по сравнению с бинарно масштабированными спектрами в  $pp$ -столкновениях характеризуется фактором ядерной модификации  $R_{AA}$ . Экспериментально, для класса центральности  $\Delta c$ ,  $R_{AA}$  определяется как

$$R_{AA} = \frac{d^2 N_{AA}/dp_T^2 dy}{N_{ev} \langle T_{AA} \rangle_{\Delta c} d^2 \sigma_{pp}/dp_T^2 dy}, \quad (1)$$

где  $N_{ev}$  — количество событий,  $d^2 N_{AA}/dp_T^2 dy$  — выход частиц в  $AA$ -столкновениях,  $\langle T_{AA} \rangle_{\Delta c}$  — усредненная (по классу центральности  $\Delta c$ ) функция

ядерного перекрытия. Центральность  $c$ , которая характеризует перекрытие сталкивающихся ядер, экспериментально определяется через множественность заряженных адронов. Для столкновений тяжелых ионов с хорошей точностью центральность может быть записана через прицельный параметр  $b$  как  $c \approx \pi b^2 / \sigma_{in}^{AA}$  [9] (за исключением очень периферийных столкновений). Если предположить, что при столкновении протон-протон ( $pp$ ) КГП не образуется, а экспериментальное инклюзивное  $pp$ -сечение в знаменателе (20) близко к инклюзивному  $pp$ -сечению, рассчитанному в рамках pQCD,  $d^2 \sigma_{pp}^{pt}/dp_T^2 dy$ , то теоретический коэффициент ядерной модификации может быть записан как

$$R_{AA} = \frac{\langle d^2 \sigma_{NN}^m / dp_T^2 dy \rangle_{\Delta c}}{d^2 \sigma_{pp}^{pt} / dp_T^2 dy}, \quad (2)$$

где  $d^2 \sigma_{NN}^m / dp_T^2 dy$  — модифицированное средой инклюзивное нуклон-нуклонное сечение для заданной геометрии образования струи при  $AA$ -столкновении, а  $\langle \dots \rangle$  означает усреднение по геометрии рождения струи и по прицельному параметру для интервала центральности  $\Delta c$ .

Если формирование КГП происходит также и в  $pp$ -соударениях, то формула (2) становится неприменимой, поскольку в этом сценарии  $pp$ -сечение в знаменателе (20) зависит от эффектов среды, и в знаме-

нателе (2) вместо рQCD  $pp$ -сечения следует использовать сечение, которое учитывает модификацию струи эффектами среды от взаимодействия в конечном состоянии в мини-КГП (мКГП). К настоящему времени были обнаружены несколько сигналов образования мКГП в  $pp$ -столкновениях в данных по рождению мягких адронов. Среди них наблюдение эффекта гребня [10,11] в  $pp$ -столкновениях при энергиях ЛНС, резкий рост образования странных частиц при  $dN_{ch}/d\eta \sim 5$  [12]. Последний факт согласуется с началом режима КГП при  $dN_{ch}/d\eta \sim 6$ , предсказанном в [13] из экспериментальных данных о среднем значении  $p_T$  как функции множественности, с использованием аргументов Ван Хо-ва [14]. С точки зрения формирования мКГП важно, что в струйных  $pp$ -событиях множественность мягких (underlying-event (UE)) адронов больше в  $\sim 2 - 2.5$  раза [15], чем множественность в  $pp$ -столкновениях с минимальным отбором (minimum bias). При энергиях ЛНС  $dN_{ch}^{ue}/d\eta \sim 10 - 15$ , что оказывается значительно выше расчетной критической плотности множественности  $dN_{ch}/d\eta \sim 5$  для начала формирования мКГП в  $pp$ -столкновениях. Для  $pp$ -столкновений при максимальной энергии RHIC  $\sqrt{s} = 0.2$  ТэВ мы имеем  $dN_{ch}^{ue}/d\eta \sim 6$ , что соответствует порядку ожидаемой множественности для начала режима формирования КГП. Таким образом, возможно, что для  $pp$ -столкновений при  $\sqrt{s} = 0.2$  ТэВ динамика образующихся мягких адронов может быть близка к режиму свободного разлета, и, следовательно, эффекты охлаждения струй должны быть небольшими. Это означает, что для  $AA$ -столкновений на RHIC теоретическое значение  $R_{AA}$  должно определяться формулой (2).

Для сценария с рождением мКГП в  $pp$ -столкновениях реальное инклюзивное  $pp$ -сечение в знаменателе (20) включает эффекты охлаждения струй в файербол мКГП, рожденном при  $pp$ -столкновении. Мы можем записать его как произведение теоретического рQCD  $pp$ -сечения и среднего коэффициента модификации  $R_{pp}$ :

$$d^2\sigma_{pp}^m/dp_T^2 dy = R_{pp} d^2\sigma_{pp}^{pt}/dp_T^2 dy. \quad (3)$$

Физически  $d^2\sigma_{pp}^m/dp_T^2 dy$  аналогично эффективному  $NN$ -сечению, входящему в числитель (2), но, в отличие от (2), теперь мы должны выполнить вычисления для файербол мКГП и выполнить усреднение по геометрии  $pp$ -столкновений. Таким образом, в сценарии с образованием мКГП в  $pp$ -соударениях теоретическое значение  $R_{AA}$ , по сравнению с формулой (2), оказывается увеличенным на коэффициент  $1/R_{pp}$ . Конечно,  $R_{pp}$  не является непосредственно

наблюдаемой величиной. Поскольку размер и температура файербол мКГП в  $pp$ -столкновениях должны быть небольшими, можно ожидать, что эффекты охлаждения должны быть небольшими, т.е.  $R_{pp}$  должно быть близко к единице. Это делает практически невозможным наблюдение охлаждения струй в  $pp$ -столкновениях из экспериментальных данных по  $p_T$ -зависимости спектров адронов. В [16] было показано, что измерение изменения с UE множественностью функций фрагментации (ФФ) помеченных фотоном/адроном струй, характеризуемых средовым коэффициентом модификации  $I_{pp}$ , может быть многообещающим методом для прямого наблюдения охлаждения струй в  $pp$ -столкновениях. Недавно коллаборация ALICE сообщила предварительные результаты [17] по коэффициенту модификации  $I_{pp}$  при  $\sqrt{s} = 5.02$  ТэВ для струй, помеченных адроном (с импульсом триггерного адрона  $8 < p_T < 15$  ГэВ и с импульсом ассоциированного адрона в противоположной стороне в диапазоне  $4 < p_T < 6$  ГэВ), которые показывают монотонное уменьшение  $I_{pp}$  с множественностью UE примерно на 15–20% для диапазона плотности множественности UE  $\sim 4 - 15$ . В [18] было показано, что это разумно согласуется с теоретическими предсказаниями, полученными в рамках подхода интеграла по путям на световом конусе (light-cone path integral (LCPI)) [2] к индуцированной эмиссии глюонов. Наблюдение уменьшения  $I_{pp}$  с множественностью UE, если оно подтвердится, будет сильным аргументом в пользу сценария с рождением мКГП в струйных  $pp$ -событиях.

В свете возможности образования мКГП в  $pp$ -столкновениях представляет большой интерес провести анализ охлаждения струй в  $AA$ -столкновениях для такого сценария. В [19] мы выполнили глобальный анализ данных об охлаждении струй при  $AA$ -столкновениях для легких адронов для сценариев с образованием мКГП в  $pp$ -столкновениях и без него в рамках подхода LCPI [2] к индуцированному глюонному излучению. Мы использовали  $\alpha_s(Q, T)$ , которая имеет плато около  $Q \sim Q_{fr} = \kappa T$  (такая параметизация мотивирована решеточными расчетами константы связи КХД в среде [20] и вычислениями в рамках функциональной ренормировочной группы [21]). Мы выбрали  $\kappa$ , используя данные ЛНС для тяжелых ионов по коэффициенту ядерной модификации  $R_{AA}$  при 2.76 и 5.02 ТэВ в (Pb+Pb)-столкновениях и при 5.44 ТэВ (Xe+Xe)-столкновениях. Вычисления таким методом позволяют избежать неоднозначности в выборе  $\alpha_s$  для малых систем, поскольку параметр  $\kappa$ , подобранный по данным для столкновений

тяжелых ионов, автоматически фиксирует  $\alpha_s$  для КГП небольшого размера. В [19] было обнаружено, что обе модели приводят к довольно хорошему описанию данных RHIC и LHC по  $R_{AA}$  для столкновений тяжелых ионов. Для данных по  $R_{AA}$  с RHIC от PHENIX согласие становится несколько лучше для сценария, когда в  $pp$ -столкновениях формирование мКГП происходит при энергиях LHC, но отсутствуют при энергиях RHIC.

Было бы интересно выяснить, согласуется ли сценарий с образованием мКГП в  $pp$ -столкновениях с данными об охлаждении струй также и для тяжелых флейворов. Охлаждение струй для тяжелых флейворов в последние годы привлекло большое теоретическое и экспериментальное внимание (в качестве недавнего обзора см. [22]). Первоначально ожидалось, что тяжелые кварки должны терять меньше энергии, чем легкие кварки, из-за подавления радиационных потерь энергии для тяжелых кварков мертвым конусом [23]. Однако более поздние эксперименты на RHIC [24, 25] обнаружили довольно сильное подавление одиночных электронов от распадов тяжелых мезонов, что, по-видимому, противоречит ожидаемому подавлению радиационных потерь энергии мертвым конусом (“heavy quark puzzle”). С теоретической стороны, в [26] в рамках подхода LCPI [2] к индуцированной эмиссии глюонов было обнаружено, что из-за квантовых эффектов конечного размера (игнорируемых в модели мертвого конуса [23]) при низких энергиях ( $\lesssim 20\text{--}30$  ГэВ) подавление кварковой массой радиационных потерь энергии оказывается значительно меньшим, чем предсказывалось в модели мертвого конуса. Более того, при энергиях  $\gtrsim 100$  ГэВ квантовые эффекты приводят к увеличению радиационных потерь энергии с увеличением массы кварка. В работах [27, 28] мы проанализировали первые данные об охлаждении струй для тяжелых флейворов с LHC в рамках подхода LCPI для сценария без образования мКГП при  $pp$ -столкновениях и получили разумное согласие с данными. К настоящему времени на LHC получено значительное количество экспериментальных данных по охлаждению струй для тяжелых флейворов. Это позволяет провести более детальное сравнение теории и эксперимента для охлаждения струй для тяжелых флейворов. В контексте “heavy quark puzzle” важно, что сценарий с образованием мКГП может приводить к некоторому снижению отношения факторов ядерной модификации  $R_{AA}$  для тяжелых и легких флейворов [29]. Это происходит из-за флейворной иерархии  $R_{pp}^\pi < R_{pp}^D < R_{pp}^B$  [29], которая имеет место при

$p_T \lesssim 20$  ГэВ для энергии RHIC  $\sqrt{s} = 0.2$  ТэВ и при  $p_T \lesssim 70$  ГэВ для энергий LHC [29].

В настоящей работе мы расширяем анализ [19] охлаждения струй для легких адронов на случай тяжелых мезонов и тяжело-флейворных электронов (heavy flavor electrons (HFEs)). Как и в [19], мы вычисляем  $x$ -спектр индуцированного излучения глюонов,  $dP/dx$  ( $x$  — фракционный импульс глюона), в рамках подхода LCPI [2] (см. также [30], где содержится более недавнее обсуждение формализма LCPI). В этом подходе  $dP/dx$  выражается через решение двумерного уравнения Шредингера, которое автоматически учитывает все рассеяния быстрых партонов в среде. Мы вычисляем индуцированный глюонный спектр, используя форму, предложенную в [31]<sup>1</sup>). Мы вычисляем индуцированный глюонный спектр вне рамок приближения мягких глюонов. В литературе потери энергии тяжелых кварков обычно вычисляются в мягком глюонном приближении (см., например, [32–38]). Однако можно легко показать, что это приближение слишком грубо для анализа эффектов кварковой массы. Действительно, в двумерном уравнении Шредингера, которое определяет индуцированный глюонный  $x$ -спектр, масса кварка входит только через длину формирования [2]

$$L_f = \frac{x(1-x)E}{m_q^2 x^2 + m_g^2(1-x)}$$

(здесь  $E$  — начальная энергия кварка,  $m_{q,g}$  — квази-частичные массы партонов). По этой причине масса кварка становится важной при

$$\frac{x^2}{1-x} \gtrsim \frac{m_g^2}{m_q^2}.$$

Взяв  $m_g \sim 400$  МэВ [39], можно видеть, что для  $c(b)$ -кварка это происходит при  $x \gtrsim 0.3(0.1)$  (точные вычисления [26] подтверждают эти качественные оценки). Это говорит о том, что приближение мягких глюонов может быть неудовлетворительным для тяжелых флейворов (особенно для  $c$ -кварка). Отметим также, что наша схема точно учитывает кулоновские эффекты в партонных перерассеяниях (в отличие от имеющейся в литературе [34–36] пертурбативной трактовки кулоновских эффектов в качестве поправки к приближению гармонического осциллятора), которые очень важны для эффектов, связанных с кварковой массой [26].

<sup>1</sup>) В отличие от исходной формы LCPI индуцированного глюонного спектра в терминах сингулярных функций Грина [2], метод [31] сводит вычисление глюонного спектра к решению начально-краевой задачи с гладким начальным условием, что удобно для численных расчетов.

Статья посторена следующим образом. В разд. 2 мы кратко рассматриваем основные аспекты нашей модели. В разд. 3 мы представляем результаты для  $R_{pp}$  и сравнение наших результатов с экспериментальными данными для  $R_{AA}$  и для коэффициента эллиптического потока  $v_2$  в  $AA$ -столкновениях. Раздел 4 представляет собой Заключение.

## 2. ОБЗОР МОДЕЛИ ОХЛАЖДЕНИЯ СТРУЙ

Мы используем схему охлаждения струй [40] в форме [41] с несколько улучшенной трактовкой многократного глюонного излучения и адаптированной для использования  $T$ -зависимой  $\alpha_s$  (как в [19]). В этом разделе мы кратко обсудим основные особенности нашей теоретической схемы. Более подробную информацию можно найти в работах [19, 40, 41].

Для заданной геометрии  $AA$ -столкновения и образования струи мы записываем модифицированное средой жесткое сечение  $NN$ -столкновения в форме, аналогичной обычной формуле pQCD для  $NN$ -столкновений в вакууме

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^m(N + N \rightarrow h + X)}{d\mathbf{p}_T dy} &= \\ &= \sum_i \int_0^1 \frac{dz}{z^2} D_{h/i}^m(z, Q) \frac{d\sigma^{pt}(N + N \rightarrow i + X)}{d\mathbf{p}_T^i dy}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $d\sigma^{pt}(N + N \rightarrow i + X)/d\mathbf{p}_T^i dy$  — стандартное жесткое pQCD сечение рождения начального жесткого партона  $i$  с поперечным импульсом  $\mathbf{p}_T^i = \mathbf{p}_T/z$ ,  $D_{h/i}^m$  — модифицированная средой ФФ, описывающая рождение наблюдаемой частицы  $h$  при фрагментации начального жесткого партона  $i$ . Для шкалы начальной виртуальности  $Q$  мы используем партонный импульс  $p_T^i$ . Мы рассчитываем жесткие сечения, используя формулу pQCD лидирующего порядка с партонами функциями распределения CTEQ6 [42]. Ядерная модификация партонных функций распределения для  $AA$ -столкновений учитывается поправкой EPS09 [43] (эта поправка дает небольшое отклонение  $R_{AA}$  от единицы даже без эффектов охлаждения струй). Чтобы имитировать эффекты более высоких порядков, аналогично генератору событий PYTHIA [44], мы вычисляем  $\alpha_s$  для шкалы виртуальности  $cQ$  с  $c = 0.265$ . Это дает довольно хорошее описание  $p_T$ -зависимости спектров частиц для  $pp$ -столкновений (обратим внимание, что нормализация жестких сечений вообще не важна для  $R_{AA}$ ).

Мы предполагаем, что стадия индуцированной эмиссии глюонов происходит после стадии DGLAP (это приближение является разумным, поскольку длина формирования для ведущего DGLAP вклада в эмиссию глюонов довольно мала [40]), а также, что формирование конечной частицы  $h$  происходит вне файерболла КГП. В этой схеме модифицированная в среде ФФ для перехода  $i \rightarrow h$  может быть записана как

$$D_{h/i}^m(Q) \approx D_{h/j}(Q_0) \otimes D_{j/k}^{in} \otimes D_{k/i}(Q), \quad (5)$$

где  $\otimes$  означает  $z$ -конволюцию,  $D_{k/i}$  — DGLAP ФФ для партонного перехода  $i \rightarrow k$ ,  $D_{j/k}^{in}$  — ФФ для  $j \rightarrow k$  внутрисредового партонного перехода в файерболле КГП, а  $D_{h/j}$  описывает вакуумную фрагментацию партона  $j$  в конечную частицу  $h$  вне КГП. Мы вычисляли DGLAP ФФ, используя генератор событий PYTHIA [44].

В качестве ФФ тяжелых кварков для переходов  $c \rightarrow D$  и  $b \rightarrow B$  мы используем параметризацию Петерсона

$$D_{M/Q}(z) \propto \frac{1}{z[1 - (1/z) - \epsilon_Q/(1-z)]^2} \quad (6)$$

с  $\epsilon_c = 0.06$  и  $\epsilon_b = 0.006$ . Как и в [28], для HFEs мы записываем электронные  $z$ -распределения для перехода  $Q \rightarrow e$  в виде свертки  $D_{e/Q} = D_{e/M} \otimes D_{M/Q}$ . Мы выражаем  $D_{e/M}$  для распадов  $M \rightarrow e^2$  через электронный импульсный спектр  $dB/dp$  в системе покоя тяжелого мезона

$$D_{e/M}(z, P) = \frac{P}{4} \int_0^\infty dq^2 \frac{\cosh(\phi - \theta) dB}{p^2 \cosh \phi dp}, \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} p &= \sqrt{(q^2 + m_e^2) \cosh^2(\phi - \theta) - m_e^2}, \\ \theta &= \operatorname{arcsinh}(P/M), \quad \phi = \operatorname{arcsinh}(zP/\sqrt{q^2 + m_e^2}), \end{aligned}$$

$P$  — импульс тяжелого мезона, а  $M$  — его масса. Для  $dB/dp$  в  $B/D$ -мезонных распадах мы используем электронные спектры из данных CLEO [46, 47]. Мы вычисляем  $z$ -распределения непрямых  $D$ -мезонов от распадов  $b$ -адронов,  $D_{D/B}(z, P)$ , используя форму аналогичную (7) (с заменой  $m_e \rightarrow m_D$ ) с  $D$ -мезонным спектром  $dB/dp$  полученным коллаборацией BaBar [48].

Для численного расчета спектра излучения одного глюона  $dP/dx$  мы используем представление,

<sup>2)</sup> Отметим, что мы не учитываем процесс  $B \rightarrow D \rightarrow e$ , так как он дает пренебрежимо малый вклад [45].

полученное в [31]. Для удобства читателя формулы для расчета  $dP/dx$  приведены в Приложении. Для масс тяжелых кварков мы берем  $m_c = 1.2$  ГэВ и  $m_b = 4.75$  ГэВ. Для квазичастичной массы глюона мы берем  $m_g = 400$  МэВ [39] (как и в [19], для охлаждения струй для легких адронов). Как и в [19], мы рассчитываем дипольное сечение, которое необходимо для вычисления мнимого потенциала (14) в уравнении Шредингера для получения  $dP/dx$ , используя массу Дебая из решеточного моделирования [49].

Мы вычисляем ФФ  $D_{j/k}^{in}$  для тяжелых кварков через одноглюонный спектр  $dP/dx$  в приближении независимого многократного излучения глюонов [50] таким же образом, как и в наших предыдущих анализах охлаждения струй для легких адронов (см. Приложение В в [41] для получения подробной информации). Как и в [19, 40], мы рассматриваем столкновительный механизм как возмущение к радиационному, переопределяя начальную температуру КГП при расчете модифицированных средой радиационных ФФ  $D_{j/k}^{in}$ . Мы рассчитываем столкновительные потери энергии, используя метод Бьеркена [7] с точной трактовкой кинематики процессов  $2 \rightarrow 2$  (подробности можно найти в [8]).

Как и в [19], мы берем  $\alpha_s(Q, T)$  в виде

$$\alpha_s(Q, T) = \begin{cases} \frac{4\pi}{9 \log(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)}, & Q > Q_{fr}(T), \\ \alpha_s^{fr}(T), & Q_{fr}(T) \geq Q \geq cQ_{fr}(T), \\ \alpha_s^{fr}(T) \frac{Q}{cQ_{fr}(T)}, & Q < cQ_{fr}(T), \end{cases} \quad (8)$$

где  $Q_{fr} = \Lambda_{QCD} \exp\{2\pi/9\alpha_s^{fr}\}$  (в настоящем анализе мы полагаем  $\Lambda_{QCD} = 200$  МэВ),  $c = 0.8$ . Мы берем  $Q_{fr} = \kappa T$  и выполняем фитирование свободного параметра  $\kappa$ , используя данные по ядерному фактору модификации  $R_{AA}$  для соударений тяжелых ионов. В пользу такого вида выражения (8) свидетельствуют результаты решеточных расчетов [20]  $\alpha_s$  в среде.

Мы используем такую же модель файерболла КГП как в [19], с расширением КГП типа 1+1D Бьеркена [51] (которое ведет к плотности энтропии  $s(\tau)/s(\tau_0) = \tau_0/\tau$ , где  $\tau_0$  — время термализации) и плоским профилем энтропии по поперечным координатам. Мы берем  $\tau_0 = 0.5$  Фм. Мы используем линейную параметризацию  $s(\tau) = s(\tau_0)\tau/\tau_0$  при  $\tau < \tau_0$ . Для определения  $s(\tau_0)$  в АА-соударениях мы используем предсказания модели Глаубера поврежденных нуклонов [52] с параметрами, полученными в наших глауберовских расчетах методом

Монте-Карло [53, 54] из фитирования данных по псевдобыстротной плотности множественности заряженных адронов  $dN_{ch}/d\eta$  в АА-столкновениях с RHIC (для (Au+Au)-столкновений при 0.2 ТэВ) и с LHC (для (Pb+Pb)-столкновений при 2.76 и 5.02 ТэВ). Для отношения энтропия/множественность мы используем  $(dS/dy)/(dN_{ch}/d\eta) \approx 7.67$  [55]. Наша модель Глаубера приводит к начальной температуре КГП (для КГП в виде идеального газа с  $N_f = 2.5$ )  $T_0 \approx 320$  МэВ для центральных (Au+Au)-столкновений при  $\sqrt{s} = 0.2$  ТэВ,  $T_0 \approx 400(420)$  МэВ для центральных (Pb+Pb)-столкновений при  $\sqrt{s} = 2.76(5.02)$  ТэВ (см. рис. 1 в [19]). Как и в [19], мы преобразуем миндалевидную область перекрытия двух сталкивающихся ядер в эллиптическую (той же площади), которая воспроизводит эксцентриситет файерболла  $\epsilon_2$ , полученный в рамках нашей Монте-Карло-версии модели Глаубера. Обратим внимание, что для Монте-Карло-версии модели Глаубера  $\epsilon_2$  не обращается в нуль для центральных столкновений (из-за флуктуаций плотности), в отличие от оптической модели Глаубера. Этот факт практически не имеет значения для  $R_{AA}$ , но важен для предсказаний азимутальной анизотропии  $v_2$  (см. обсуждение в [19]).

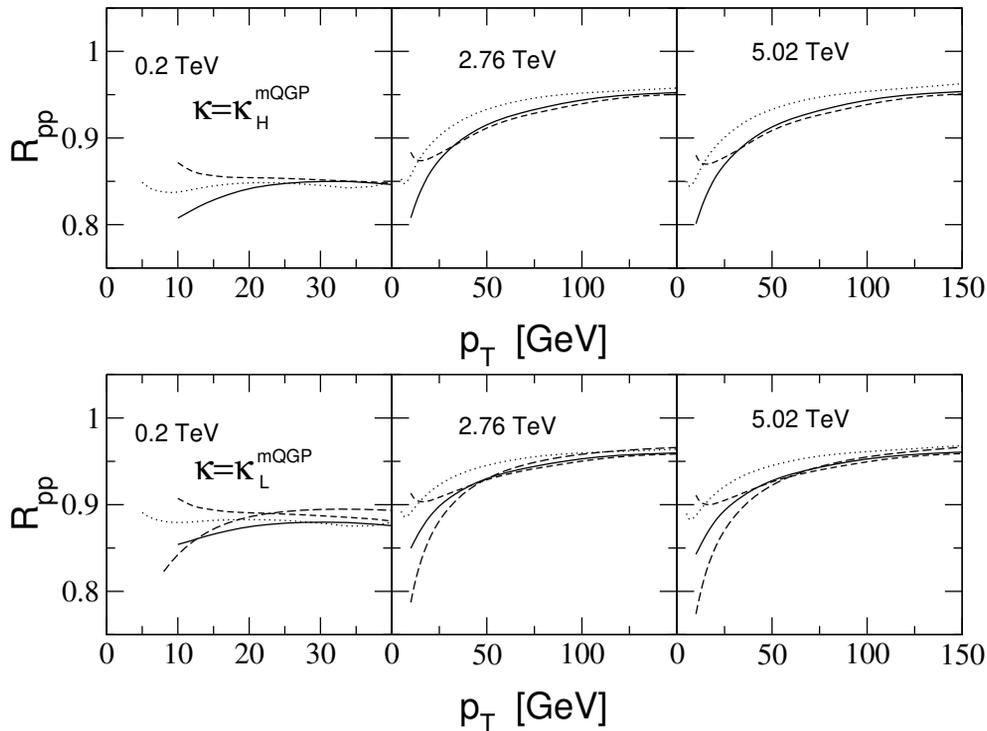
Как и в [19], для КГП, рожденной в  $pp$ -столкновениях, мы используем модель эффективного файерболла (которая включает  $pp$ -столкновения со всеми прицельными параметрами). В этой схеме, используя данные о плотности зарядовой UE множественности  $dN_{ch}^{ue}/d\eta$ , для радиуса и начальной температуры  $T_0$  файерболла мКГП, образованного в  $pp$ -столкновениях мы получаем [19]

$$R_f[\sqrt{s} = 0.2, 2.76, 5.02 \text{ ТэВ}] \approx [1.26, 1.44, 1.49] \Phi_M, \quad (9)$$

$$T_0[\sqrt{s} = 0.2, 2.76, 5.02 \text{ ТэВ}] \approx [195(226), 217(247), 226(256)] \text{ МэВ}. \quad (10)$$

В (10) мы приводим  $T_0$  для случая энтропии идеального газа и для энтропии из решеточных расчетов [56] (числа в скобках).

Для  $pp$ -столкновений мы вычисляем модифицированные средой жесткие сечения таким же образом, как и для АА-столкновений. Мы вычисляем  $L$ -распределение длин траекторий струй в файерболле мКГП, используя распределение точек образования струй для плотности кварков модели мешка MIT (полагая одинаковыми плотности для кварков и глюонов).



**Рис. 1.**  $R_{pp}$  для  $D$ -мезонов (сплошные),  $B$ -мезонов (штриховые) и HFES (пунктирные) в  $pp$ -столкновениях при  $\sqrt{s} = 0.2, 2.76$  и  $5.02$  ТэВ. На верхних(нижних) панелях кривые для  $\kappa = \kappa_H^{mQGP}$  ( $\kappa_L^{mQGP}$ ). На нижних панелях мы также приводим  $R_{pp}$  для заряженных адронов (длинные штрихи)

### 3. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

В этом разделе мы сравниваем предсказания модели с данными для фактора ядерной модификации  $R_{AA}$  и азимутальной анизотропии  $v_2$  для тяжелых мезонов и HFES. Мы представляем результаты для двух наборов оптимальных значений свободного параметра  $\kappa$  в параметризации (8)  $\alpha_s$ . Первый набор (для версий с формированием мКГП в  $pp$ -соударениях и без него) оптимальных значений  $\kappa$  был получен с помощью  $\chi^2$ -подгонки данных с ЛНС по  $R_{AA}$  для  $D$ -мезонов [57–60] и HFES [61, 62] (Pb+Pb)-соударений при 2.76 и 5.02 ТэВ с центральностью  $\lesssim 50\%$ . Мы использовали точки данных с  $p_T \gtrsim 10$  ГэВ для  $D$ -мезонов и  $p_T \gtrsim 5$  ГэВ для HFES<sup>3)</sup>. Фитирование данных для тяжелых флейворов дает  $\kappa \approx 2(1.4)$  для версий без(с)

формированием мКГП в  $pp$ -столкновениях (далее мы обозначаем их как  $\kappa_H(\kappa_H^{mQGP})$ ). Для оптимальных значений  $\kappa_H(\kappa_H^{mQGP})$  мы получили в этих фитах  $\chi^2/d.p. \approx 0.69(0.71)$  ( $\chi^2$  на одну точку данных). Для второго набора мы используем значения  $\kappa$ , полученные в [19] путем подгонки данных ЛНС по  $R_{AA}$  для заряженных адронов для (Pb+Pb)-столкновений при 2.76 и 5.02 ТэВ и (Xe+Xe)-столкновений при 5.44 ТэВ. Эти подгонки дают  $\kappa \approx 3.4(2.5)$  для сценариев без(с) с рождением мКГП в  $pp$ -столкновениях (в дальнейшем мы обозначаем их как  $\kappa_L(\kappa_L^{mQGP})$ ). Для оптимальных значений  $\kappa_L(\kappa_L^{mQGP})$ , полученных путем подгонки  $R_{AA}$  для заряженных адронов, мы имеем для данных по тяжелым флейворам значения  $\chi^2/d.p. \approx 1.95(1.45)$ , которые показывают, что  $\kappa_L(\kappa_L^{mQGP})$  также приводят к разумному согласию с экспериментальными данными по тяжелым флейворам.

На рис. 1 приведены результаты для  $R_{pp}$ , полученные для оптимальных значений  $\kappa = \kappa_H^{mQGP}$  (верхние панели) и  $\kappa = \kappa_L^{mQGP}$  (нижние панели) для  $\sqrt{s} = 0.2, 2.76$  и  $5.02$  ТэВ. Чтобы продемонстрировать разницу между эффектами среды для тяжелых флейворов и легких адронов, на нижних панелях

<sup>3)</sup> Для HFES мы используем меньший нижний предел  $p_T$ , поскольку для HFES из-за наличия дополнительной ФФ  $D_{e/M}$  отношение типичного поперечного импульса исходных тяжелых кварков к поперечному импульсу конечной обнаруженной частицы для HFES становится больше, чем для тяжелых мезонов, на фактор  $\sim 2$ .

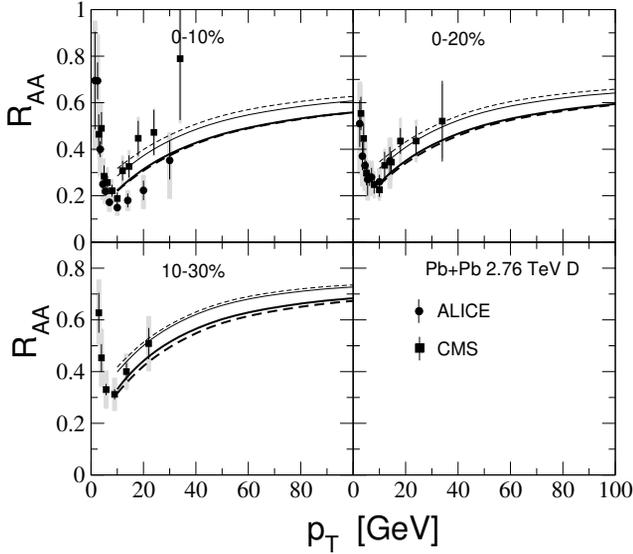


Рис. 2.  $R_{AA}$  для  $D$ -мезонов в (Pb+Pb)-столкновениях при  $\sqrt{s} = 2.76$  ТэВ из наших вычислений для сценариев с (сплошные) и без (штриховые) рождения мКГП в  $pp$ -столкновениях для оптимальных параметров  $\kappa_H^{mQGP}$  ( $\kappa_H$ ) (толстые линии) и  $\kappa_L^{mQGP}$  ( $\kappa_L$ ) (тонкие линии). Точки — данные ALICE [57] и CMS [58]

мы также привели  $R_{pp}$  для заряженных адронов. Из рис. 1 видно, что разница между  $R_{pp}$  для тяжелых флейворов при энергиях LHC для  $L$  и  $H$  версий параметра  $\kappa$  становится небольшой при  $p_T \gtrsim 30$  ГэВ. А при  $p_T \sim 10 - 20$  ГэВ для оптимальных значений  $\kappa_H$  ( $\kappa_H^{mQGP}$ ) для тяжелых флейворов величина  $|R_{pp} - 1|$  больше, чем для  $\kappa_L$  ( $\kappa_L^{mQGP}$ ) на  $\sim 20 - 25\%$ . Как видно из рис. 1, для энергий LHC  $R_{pp}$  для тяжелых мезонов и легких адронов становятся почти одинаковыми при  $p_T \gtrsim 30$  ГэВ.

На рис. 2 приведено сравнение наших результатов для  $R_{AA}$  для  $D$ -мезонов с данными LHC от ALICE [57] для (Pb+Pb)-столкновений при 2.76 ТэВ. Показаны кривые для сценариев с (сплошные) и без (штриховые) образования мКГП в  $pp$ -столкновениях для оптимальных значений  $\kappa$ , полученных из данных LHC по  $R_{AA}$  для тяжелых флейворов (толстые линии) и по  $R_{AA}$  для легких адронов (тонкие линии). На рис. 3 приведено сравнение наших результатов для  $R_{AA}$  для  $D$ - и  $B$ -мезонов для (Pb+Pb)-столкновений при 5.02 ТэВ с данными от ALICE [59] и CMS [60, 63]. Результаты по  $R_{AA}$  для  $D$ -мезонов, показанные на рис. 2 и 3, чувствительны к потере энергии  $c$ -кварка. Мы также вычислили  $R_{AA}$  для  $D$ -мезонов от распадов  $B$ -адронов (непрямые  $D$ ), который чувствителен к потере энергии  $b$  кварка. На рис. 4 показано сравнение наших резуль-

татов для  $R_{AA}$  для непрямых  $D$ -мезонов в (Pb+Pb)-столкновениях при 5.02 ТэВ с данными ALICE [64] и CMS [65]. На рис. 5 приведено сравнение результатов для отношения  $R_{AA}^{nonprompt}/R_{AA}^{prompt}$  с данными ALICE [64]. Из рис. 3–5 видно, что модель разумно описывает разницу в силе охлаждения струй для прямых и непрямых  $D$ -мезонов (которая чувствительна к зависимости потери энергии от массы кварка). На рис. 6 и 7 сравниваются наши результаты для  $R_{AA}$  HFES при (Pb+Pb)-столкновениях при 2.76 и 5.02 ТэВ с данными ALICE [61, 62]. Эти рисунки соответствуют ядерному подавлению спектра всех HFES, который включает распады  $c \rightarrow e$  и  $b \rightarrow e$ . На рис. 8 приведено сравнение наших вычислений  $R_{AA}$  для каналов  $b \rightarrow e$  и  $c \rightarrow e$  отдельно с данными ALICE [66] для канала  $b \rightarrow e$  и с результатами анализа [67] в рамках метода, основанного на выделении вклада чарм- и бьюти-кварков непосредственно из адронных данных.

Из рис. 2–8 видно, что разница между теоретическими  $R_{AA}$  для  $D$ - и  $B$ -мезонов и HFES для сценариев с образованием в  $pp$ -столкновениях мКГП и без нее невелика. Можно видеть, что для  $\kappa_H$  ( $\kappa_H^{mQGP}$ ) и  $\kappa_L$  ( $\kappa_L^{mQGP}$ ) результаты показывают разумное согласие с экспериментальными данными. Обратим внимание, что результаты, показанные на рис. 3–5 и 8, демонстрируют, что модель разумно воспроизводит относительную силу охлаждения струй для чарм- и боттом-кварков (т.е. модель разумно воспроизводит эффекты массы кварков).

На рис. 9 приведено сравнение наших результатов для  $v_2$  прямых и непрямых  $D$ -мезонов в (Pb+Pb)-столкновениях при 5.02 ТэВ с данными ALICE [68] и CMS [69, 70]. К сожалению, экспериментальные ошибки слишком велики, чтобы сделать окончательный вывод о согласии с данными. Из рис. 9 видно, что относительный эффект формирования мКГП в  $pp$ -столкновениях на теоретические предсказания для  $v_2$  более выражен, чем для  $R_{AA}$ . Это происходит потому, что сценарий с формированием мКГП в  $pp$ -столкновениях требует несколько более сильного охлаждения струй для спектров частиц, чем без образования мКГП в  $pp$ -столкновениях (чтобы компенсировать влияние фактора  $1/R_{pp}$  на  $R_{AA}$ ). Как следствие, для сценария с формированием мКГП мы имеем большую азимутальную анизотропию  $v_2$ , на которую фактор  $1/R_{pp}$  не влияет.

На рис. 10 приведено сравнение наших результатов для  $R_{AA}$  для  $D$ -мезонов в (Au+Au)-столкновениях при 0.2 ТэВ с данным STAR [71]. На этом рисунке, в дополнение к сценариям с образованием мКГП в  $pp$ -столкновениях и без него, мы также представ-

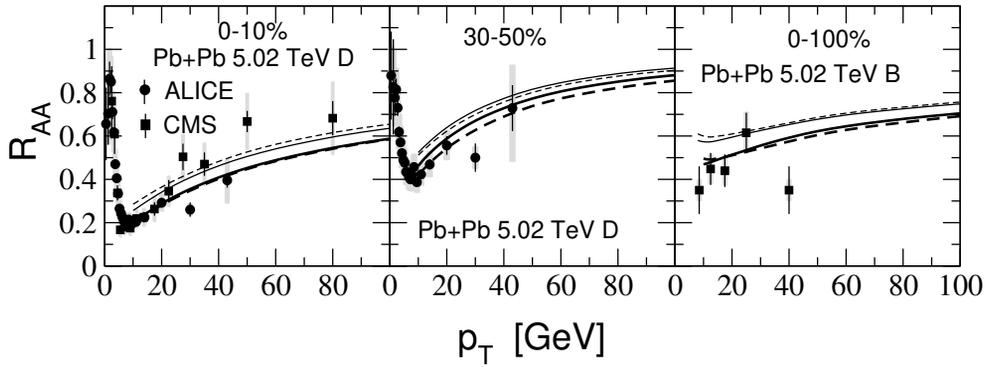


Рис. 3.  $R_{AA}$  для  $D$ -мезонов (левая и средняя панели) и  $B$ -мезонов (правая панель) для (Pb+Pb)-столкновений при  $\sqrt{s}=5.02$  ТэВ. Кривые такие же, как на рис. 2. Точки — данные для  $D$ -мезонов от ALICE [59] и CMS [60] и для  $B$ -мезонов от CMS [63]

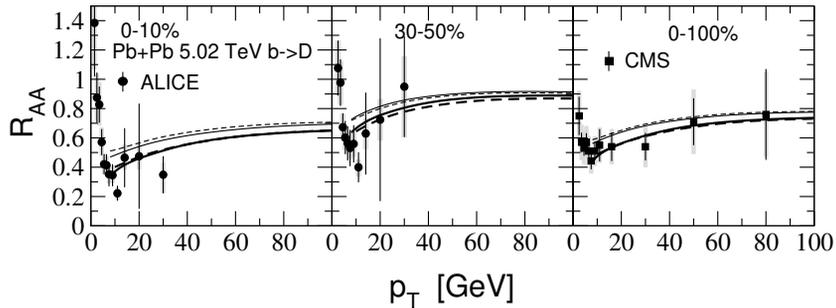


Рис. 4.  $R_{AA}$  для не прямых  $D$ -мезонов от распадов  $B \rightarrow D^0$ . Кривые такие же, как на рис. 2. Точки — данные ALICE [64] и CMS [65]

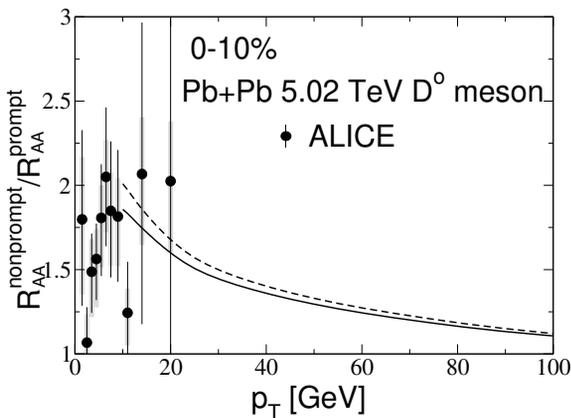


Рис. 5. Отношение  $R_{AA}$  для не прямых и прямых  $D^0$ -мезонов в зависимости от  $p_T$  в 0–10% центральных (Pb+Pb)-соударениях при  $\sqrt{s}=5.02$  ТэВ из наших вычислений для сценариев с (сплошная) и без (штриховая) образования мКГП в pp-столкновениях для оптимальных параметров  $\kappa_H^{mQGP}$  и  $\kappa_H$ . Точки — данные ALICE [64]

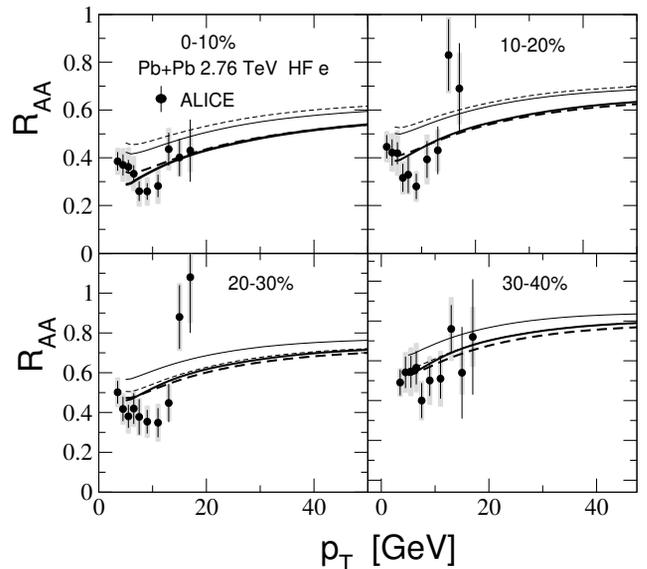


Рис. 6. То же самое, что на рис. 2, для HFEs при  $\sqrt{s}=2.76$  ТэВ. Точки — данные ALICE [61]

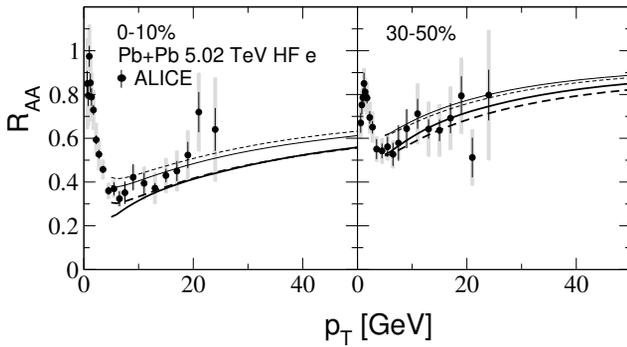


Рис. 7. То же самое, что на рис. 6, при  $\sqrt{s}=5.02$  ТэВ. Точки — данные ALICE [62]

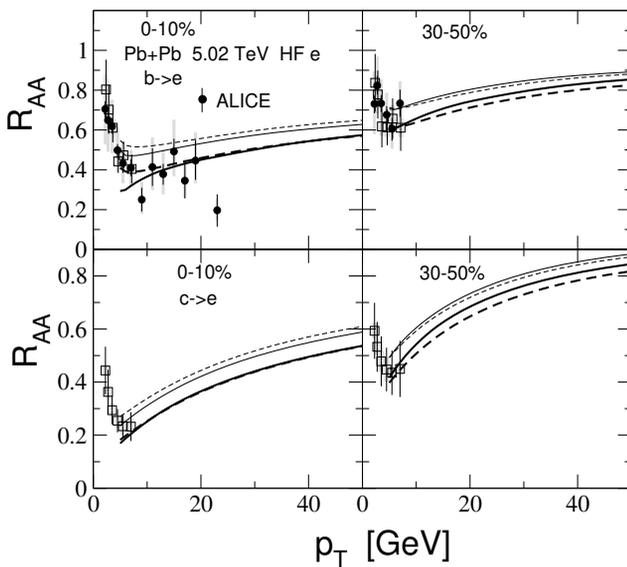


Рис. 8.  $R_{AA}$  для электронов от распадов боттом-кварков (верхние панели) и чарм-кварков (нижние панели) кварков в (Pb+Pb)-соударениях при  $\sqrt{s} = 5.02$  ТэВ. Кривые как на рис. 2. Точки — данные ALICE [66] (кружки) и из анализа [67] (квадраты) в рамках метода, основанного на выделении вклада чарм- и бьюти-кварков непосредственно из адронных данных

ляем предсказания для промежуточного сценария, в котором образование мКГП в  $pp$ -столкновениях происходит только при энергиях ЛНС. В этом сценарии  $R_{AA}$  для (Au+Au)-столкновений при 0.2 ТэВ следует вычислять без коэффициента  $1/R_{pp}$  для оптимального  $\kappa$ , подогнанного по данным ЛНС по  $R_{AA}$  для сценария с рождением мКГП в  $pp$ -столкновениях (т.е. для  $\kappa = \kappa_{L,H}^{mQGP}$ ). К сожалению, данные STAR [71] ограничены довольно низкими поперечными импульсами, где применимость нашей модели может быть сомнительной. Из рис. 10 видно, что для максимального поперечного импуль-

са ( $p_T \sim 8$  ГэВ) в данных STAR наши результаты, в пределах ошибок, согласуются с экспериментальными данными. Мы получаем несколько лучшее согласие с данными для промежуточного сценария с образованием мКГП в  $pp$ -столкновениях только при энергиях ЛНС.

На рис. 11 мы сравниваем наши предсказания для  $R_{AA}$  для HFEs от распадов  $b+c \rightarrow e$  при 0.2 ТэВ (Au+Au)-столкновениях с данными RHIC от STAR [24] и PHENIX [72]. На рис. 12 показано сравнение с данными по  $R_{AA}$  от STAR [73] для полного электронного спектра ( $b+c \rightarrow e$ ) и отдельно для каналов  $b \rightarrow e$  и  $c \rightarrow e$ . Из рис. 11 и 12 можно видеть, что для  $R_{AA}$  для HFEs, как и в случае результатов для  $R_{AA}$  для  $D$ -мезонов, показанных на рис. 10, согласие с экспериментальными данными становится несколько лучше для промежуточного сценария с образованием мКГП в  $pp$ -столкновениях только при энергиях ЛНС. Однако определенный вывод не может быть сделан, учитывая большие экспериментальные ошибки и очень ограниченный диапазон  $p_T$  ( $p_T \lesssim 8$  ГэВ) в этих данных.

Таким образом, из рис. 2–12 мы можем заключить, что в целом наши теоретические результаты для сценариев с образованием мКГП и без него в  $pp$ -столкновениях разумно согласуются с экспериментальными данными по охлаждению струй для тяжелых флейворов. Однако наши подгонки  $R_{AA}$  для тяжелых флейворов дают меньшие значения  $\kappa$ , чем для легких адронов, т.е. данные об охлаждении струй для тяжелых флейворов требуют несколько больших  $\alpha_s$ , чем данные по охлаждению струй для легких адронов. Это несоответствие может быть связано с приближениями, используемыми при расчетах  $R_{AA}$  по спектру излучения одного глюона. Одной из возможных причин является использование приближения независимого излучения глюонов [50] для многократного глюонного излучения. Можно ожидать, что это приближение становится менее надежным для глюонов. Поскольку при энергиях ЛНС вклад глюонов в спектр легких адронов с высоким  $p_T$  велик, ясно, что разные уровни неточности этого приближения для кварков и глюонов могут приводить к несоответствию оптимальных значений  $\kappa$ , соответствующих данным для  $R_{AA}$  для тяжелых флейворов и легких адронов. Кроме того, некоторое несоответствие между оптимальным  $\kappa$  для тяжелых флейворов и легких адронов может возникать из-за приближения плоской плотности файерболла, поскольку это приближение может несколько переоценивать эффект приграничного глюонного излучения, которое становится сильнее для глюонов.

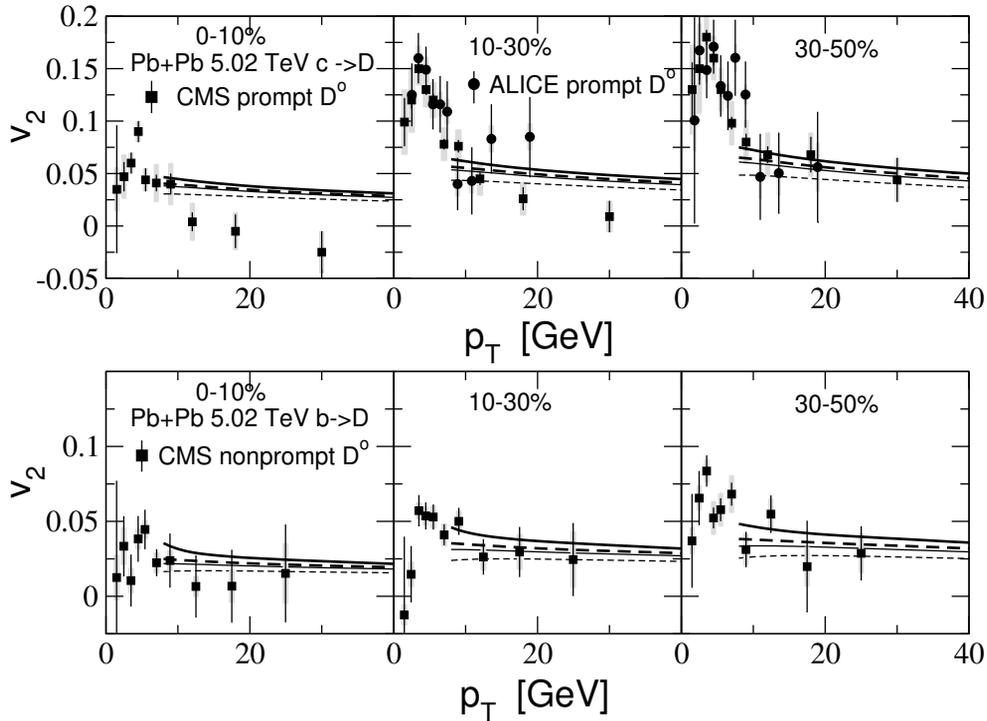


Рис. 9.  $v_2$  для прямых (верхние панели) и непрямых (нижние панели)  $D$ -мезонов в (Pb+Pb)-соударениях при  $\sqrt{s}=5.02$  ТэВ. Кривые как на рис. 2. Точки — данные ALICE [68] и CMS [69, 70]

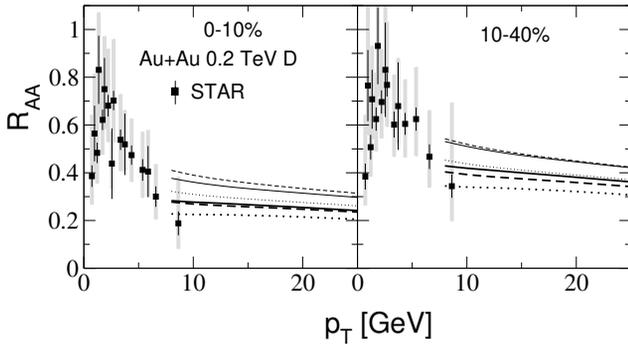


Рис. 10.  $R_{AA}$  для  $D^0$ -мезонов в (Au+Au)-соударениях при  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ для 0–10% (левая панель) и 10–40% (правая панель) интервалов центральности. Сплошные и штриховые как на рис. 2. Пунктирные кривые показывают результаты для сценария без образования мКГП в  $pp$ -соударениях, полученные для параметров  $\kappa_L^{mQGP}$  (тонкие линии) и  $\kappa_H^{mQGP}$  (толстые линии). Точки — данные STAR [71]

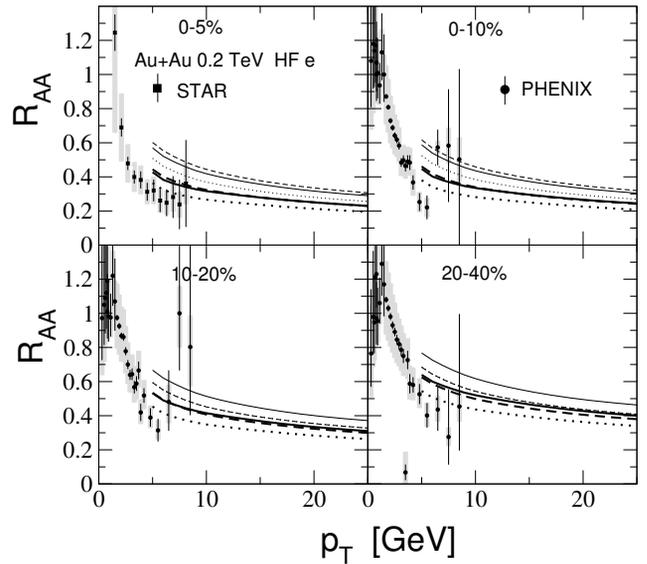
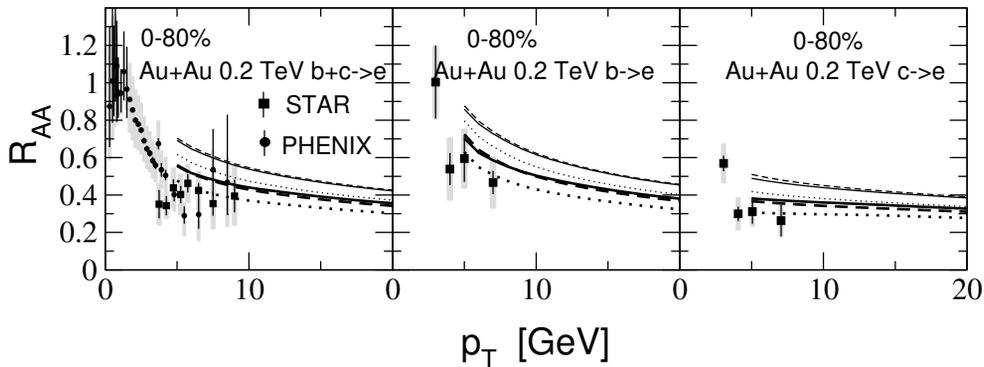


Рис. 11. То же самое, что на рис. 10, для HFEs. Точки — данные STAR [24] и PHENIX [72]

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье мы представили результаты глобального анализа экспериментальных данных по охлаждению струй для тяжелых флейворов (для  $D$ -мезонов,  $B$ -мезонов и HFEs) в рамках подхо-

да LCPI [2] к индуцированной эмиссии глюонов для сценариев с образованием мКГП и без него в  $pp$ -столкновениях. Настоящий анализ распространяет на тяжелые флейворы наше предыдущее ис-



**Рис. 12.**  $R_{AA}$  для HFEs в (Au+Au)-столкновениях при  $\sqrt{s} = 0.2$  ТэВ для интервала центральности 0–80%. Инклюзивный  $b + c \rightarrow e$   $R_{AA}$  (левая панель).  $R_{AA}$  для боттомных распадных электронов (средняя панель).  $R_{AA}$  для чармовых распадных электронов (правая панель). Кривые как на рис. 10. Точки — данные PHENIX [72] и STAR [73]

следование охлаждения струй для легких адронов [19]. Как и в [19], мы выполняем вычисления для зависящей от температуры бегущей  $\alpha_s(Q, T)$ , которая имеет плато около  $Q \sim Q_{fr} = \kappa T$ . Такая параметризация мотивирована решеточными расчетами [20] константы связи КХД в КГП. Мы выполнили вычисления для двух наборов оптимальных значений параметра  $\kappa$ . Для первого набора мы используем  $\kappa$ , подобранное по данным ЛНС по  $R_{AA}$  для тяжелых флейворов в (Pb+Pb)-столкновениях при 2.76 и 5.02 ТэВ, а для второго набора мы используем  $\kappa$ , подобранное по данным ЛНС по  $R_{AA}$  легких адронов при 2.76 и 5.02 ТэВ в (Pb+Pb)-столкновениях и при 5.44 ТэВ в (Xe+Xe)-столкновениях. Мы обнаружили, что подгонки по  $R_{AA}$  для тяжелых флейворов дают меньшие значения  $\kappa$ , чем для легких адронов, т.е. данные об охлаждении струй для тяжелых флейворов требуют несколько больших  $\alpha_s$ , чем данные об охлаждении струй для легких адронов. Но разница в качестве согласия теоретических результатов с экспериментальными данными для тяжелых флейворов для двух наборов  $\kappa$  незначительна.

Найдено, что теоретические предсказания для фактора ядерной модификации  $R_{AA}$  для тяжелых флейворов при энергиях ЛНС для сценариев с образованием мКГП в  $pp$ -столкновениях и без него очень похожи, но влияние образования мКГП в  $pp$ -столкновениях на предсказания для азимутальной асимметрии  $v_2$  является более выраженным. Результаты для  $R_{AA}$  и  $v_2$  разумно согласуются с данными ЛНС как для  $\kappa$ , подогнанных по  $R_{AA}$  для тяжелых флейворов, так и по  $R_{AA}$  для легких адронов. Модель разумно воспроизводит экспериментальную относительную величину охлаждения струй для чарм- и боттом-кварков (т.е. она разумно

воспроизводит эффекты кварковой массы).

Отметим, что, аналогично результатам нашего анализа охлаждения струй для легких адронов [19], из сравнения с данными RHIC по  $R_{AA}$  для  $D$ -мезонов и HFEs мы находим, что согласие с данными при энергиях RHIC становится несколько лучше для промежуточного сценария, в котором образование мКГП в  $pp$ -столкновениях происходит только при энергиях ЛНС. Это также подтверждается нашим анализом [18] данных ALICE [17] о зависимости от UE множественности среднего фактора модификации  $I_{pp}$ .

**Финансирование.** Работа выполнена при финансовой поддержке Государственной программой 0033-2019-0005.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

В Приложении для удобства читателя приведены формулы для расчета  $x$ -спектра глюонного излучения  $dP/dx$ . Мы используем представление индуцированного глюонного спектра, полученное в работе [31] с включением  $T$ -зависимой бегущей  $\alpha_s$  по методу [74]. Для быстрого кварка с импульсом вдоль оси  $z$ , рожденного при  $z = 0$  в материи толщины  $L$ ,  $dP/dx$  имеет вид

$$\frac{dP}{dx} = \int_0^L dz n(z) \frac{d\sigma_{eff}^{BH}(x, z)}{dx}, \quad (11)$$

где  $n(z)$  — числовая плотность среды,  $d\sigma_{eff}^{BH}/dx$  — эффективное сечение Бете–Гайтлера для процесса  $q \rightarrow gq$ , определяемое формулой

$$\frac{d\sigma_{eff}^{BH}(x, z)}{dx} = -\frac{P_q^g(x)}{\pi M} \text{Im} \int_0^z d\xi \times$$

$$\times \sqrt{\alpha_s(Q(\xi), T(z-\xi))\alpha_s(Q(\xi), T(z+\xi))} \times$$

$$\times \exp\left(-i\frac{\xi}{L_f}\right) \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \frac{F(\xi, \rho)}{\sqrt{\rho}} \right) \Big|_{\rho=0}. \quad (12)$$

Здесь

$$P_q^g(x) = \frac{4}{3} \frac{1 + (1-x)^2}{x}$$

— обычная pQCD  $q \rightarrow g$  функция расщепления,

$$M = E_q x(1-x),$$

$$L_f = 2M/\epsilon^2, \quad \epsilon^2 = m_q^2 x^2 + m_g^2(1-x),$$

$$Q^2(\xi) = aM/\xi, \quad a \approx 1.85$$

(см. [8]),  $F$  — решение радиального уравнения Шредингера

$$i \frac{\partial F(\xi, \rho)}{\partial \xi} = \left[ -\frac{1}{2M} \left( \frac{\partial}{\partial \rho} \right)^2 + v(\rho, x, z - \xi) + \frac{4m^2 - 1}{8M\rho^2} \right] F(\xi, \rho) \quad (13)$$

с азимутальным квантовым числом  $m = 1$  и граничным условием

$$F(\xi = 0, \rho) = \sqrt{\rho} \sigma_{gq\bar{q}}(\rho, x, z) \epsilon K_1(\epsilon\rho) \quad \text{при } \xi = 0,$$

$K_1$  — функция Бесселя. Потенциал  $v$  имеет вид

$$v(\rho, x, z) = -i \frac{n(z) \sigma_{gq\bar{q}}(\rho, x, z)}{2}, \quad (14)$$

где  $\sigma_{gq\bar{q}}(\rho, x, z)$  — трехчастичное сечение взаимодействия системы  $gq\bar{q}$  с конститuentом среды в точке  $z$  ( $\rho$  — поперечное расстояние между  $g$  и конечным кварком  $q$ ). В поперечной плоскости  $\bar{q}$  расположен в центре масс пары  $gq$ .  $\sigma_{gq\bar{q}}$  может быть выражено через локальное дипольное сечение  $\sigma_{q\bar{q}}(\rho, z)$  (для синглетной по цвету  $q\bar{q}$  пары)

$$\sigma_{gq\bar{q}}(\rho, x, z) \Big|_{q \rightarrow gq} = \frac{9}{8} [\sigma_{q\bar{q}}(\rho, z) + \sigma_{q\bar{q}}((1-x)\rho, z)] - \frac{1}{8} \sigma_{q\bar{q}}(x\rho, z). \quad (15)$$

В двухглюонном приближении дипольное сечение имеет вид

$$\sigma_{q\bar{q}}(\rho, z) = C_T C_F \int d\mathbf{q} \alpha_s^2(q, T(z)) \frac{[1 - \exp(i\mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\rho})]}{[q^2 + \mu_D^2(z)]^2}, \quad (16)$$

где  $C_{F,T}$  — цветовые факторы Казимира для кварка и партона среды (кварка или глюона), а  $\mu_D(z)$  — локальная масса Дебая.

Для файерболов КГП в  $AA$ -соударениях координата  $z$  совпадает с собственным временем  $\tau$ , т.е. в терминах реальной числовой плотности файерболов,  $n_f(\boldsymbol{\rho}, \tau)$ , мы имеем  $n(z) = n_f(\boldsymbol{\rho}_j(\boldsymbol{\rho}_{j0}, \tau), \tau)$ , где  $\boldsymbol{\rho}_{j0}$  — поперечная координата точки рождения струи, а  $\boldsymbol{\rho}_j(\boldsymbol{\rho}_{j0}, \tau) = \boldsymbol{\rho}_{j0} + \tau \mathbf{p}_T / |\mathbf{p}_T|$  — траектория струи. Мы используем приближение однородного файерболов. В этом случае внутри файерболов функция  $n_f(\boldsymbol{\rho}, \tau)$  не зависит от точки образования струи. Это значительно снижает вычислительные затраты, поскольку можно один раз свести в таблицу  $L$ -зависимость индуцированного глюонного спектра, а затем использовать ее для расчетов  $\Phi\Phi$  для произвольной геометрии струи.

## ЛИТЕРАТУРА

1. R. Baier, Y.L. Dokshitzer, A.H. Mueller, S. Peigné, and D. Schiff, Nucl. Phys. B**483**, 291 (1997) [arXiv:hep-ph/9607355].
2. B.G. Zakharov, JETP Lett. **63**, 952 (1996) [arXiv:hep-ph/9607440].
3. U.A. Wiedemann, Nucl. Phys. A**690**, 731 (2001) [arXiv:hep-ph/0008241].
4. M. Gyulassy, P. Lévai, and I. Vitev, Nucl. Phys. B**594**, 371 (2001) [arXiv:hep-ph/0006010].
5. P. Arnold, G.D. Moore, and L.G. Yaffe, JHEP **0206**, 030 (2002) [arXiv:hep-ph/0204343].
6. R. Baier, D. Schiff, and B.G. Zakharov, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **50**, 37 (2000) [arXiv:hep-ph/0002198].
7. J.D. Bjorken, Fermilab preprint 82/59-THY (1982, unpublished).
8. B.G. Zakharov, JETP Lett. **86**, 444 (2007) [arXiv:0708.0816].
9. W. Broniowski and W. Florkowski, Phys. Rev. C**65**, 024905 (2002) [arXiv:nucl-th/0110020].
10. V. Khachatryan et al. [CMS Collaboration], JHEP **1009**, 091 (2010) [arXiv:1009.4122].
11. G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **116**, 172301 (2016) [arXiv:1509.04776].

12. J. Adam et al. [ALICE Collaboration], *Nature Phys.* **13**, 535 (2017) [arXiv:1606.07424].
13. R. Campanini, G. Ferri, and G. Ferri, *Phys. Lett. B* **703**, 237 (2011), [arXiv:1106.2008].
14. L. Van Hove, *Phys. Lett. B* **118**, 138 (1982).
15. R. Field, *Acta Phys. Polon. B* **42**, 2631 (2011) [arXiv:1110.5530].
16. B.G. Zakharov, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 032301 (2014) [arXiv:1307.3674].
17. S. Tripathy [for ALICE Collaboration], arXiv:2103.07218.
18. B.G. Zakharov, *JETP Lett.* **116**, 347 (2022) [arXiv:2208.10339].
19. B.G. Zakharov, *JHEP* **09**, 087 (2021) [arXiv:2105.09350].
20. A. Bazavov et al., *Phys. Rev. D* **98**, 054511 (2018) [arXiv:1804.10600].
21. J. Braun and H. Gies, *Phys. Lett. B* **645**, 53 (2007) [arXiv:hep-ph/0512085].
22. L. Apolinário, Y.-J. Lee, and M. Winn, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **127**, 103990 (2022) [arXiv:2203.16352].
23. Y.L. Dokshitzer and D.E. Kharzeev, *Phys. Lett. B* **519**, 199 (2001) [arXiv:hep-ph/0106202].
24. B.I. Abelev et al. [STAR Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **98**, 192301 (2007), Erratum-ibid. 106 (2011) 159902 [arXiv:nucl-ex/0607012].
25. S.S. Adler et al. [PHENIX Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **96**, 032301 (2006).
26. P. Aurenche and B.G. Zakharov, *JETP Lett.* **90**, 237 (2009) [arXiv:0907.1918].
27. B.G. Zakharov, *JETP Lett.* **96**, 616 (2013) [arXiv:1210.4148].
28. B.G. Zakharov, *J. Phys. G* **40**, 085003 (2013) [arXiv:1304.5742].
29. B.G. Zakharov, *JETP Lett.* **103**, 363 (2016) [arXiv:1509.07020].
30. B.G. Zakharov, *JETP* **129**, 521 (2019) [arXiv:1912.04875].
31. B.G. Zakharov, *JETP Lett.* **80**, 617 (2004) [arXiv:hep-ph/0410321].
32. S. Shi, J. Liao, and M. Gyulassy, *Chin. Phys. C* **43**, 044101 (2019) [arXiv:1808.05461].
33. D. Zigic, B. Ilic, M. Djordjevic, and M. Djordjevic, *Phys. Rev. C* **101**, 064909 (2020) [arXiv:1908.11866].
34. B. Blok and K. Tywoniuk, *Eur. Phys. J. C* **79**, 560 (2019) [arXiv:1901.07864].
35. B. Blok, *Eur. Phys. J. C* **80**, 729 (2020) [arXiv:2002.11233].
36. B. Blok, *Eur. Phys. J. C* **81**, 832 (2021) [arXiv:2009.00465].
37. R. Rapp, P.B. Gossiaux, A. Andronic, R. Averbeck, S. Masciocchi, A. Beraudo, E. Bratkovskaya, P. Braun-Munzinger, S. Cao, A. Dainese, S.K. Das, M. Djordjevic, V. Greco, M. He, H. van Hees, G. Inghirami, O. Kaczmarek, Y.-J. Lee, J. Liao, S.Y.F. Liu, G. Moore, M. Nahrgang, J. Pawlowski, P. Petreczky, S. Plumari, F. Prino, S. Shi, T. Song, J. Stachel, I. Vitev, and X.-N. Wang, *Nucl. Phys. A* **979**, 21 (2018) [arXiv:1803.03824].
38. Zhong-Bo Kang, F. Ringer, and I. Vitev, *JHEP* **03**, 146 (2017) [arXiv:1610.02043].
39. P. Lévai and U. Heinz, *Phys. Rev. C* **57**, 1879 (1998) [arXiv:hep-ph/9710463].
40. B.G. Zakharov, *JETP Lett.* **88**, 781 (2008) [arXiv:0811.0445].
41. B.G. Zakharov, *J. Phys. G* **48**, 055009 (2021) [arXiv:2007.09772].
42. S. Kretzer, H.L. Lai, F. Olness, and W.K. Tung, *Phys. Rev. D* **69**, 114005 (2004) [arXiv:hep-ph/0307022].
43. K.J. Eskola, H. Paukkunen, and C.A. Salgado, *JHEP* **0904**, 065 (2009) [arXiv:0902.4154].
44. T. Sjostrand, L. Lonnblad, S. Mrenna, and P. Skands, arXiv:hep-ph/0308153.
45. M. Cacciari, P. Nason, and R. Vogt, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 122001 (2005).
46. A.H. Mahmood et al. [CLEO Collaboration], *Phys. Rev. D* **70**, 032003 (2004).
47. R. Poling, invited talk at 4th Flavor Physics and CP Violation Conference, Vancouver, British Columbia, Canada, 9-12 Apr 2006, arXiv:hep-ex/0606016.

48. B. Aubert et al. [BaBar Collaboration], Phys. Rev. D **75**, 072002 (2007) [arXiv:hep-ex/0606026].
49. O. Kaczmarek and F. Zantow, Phys. Rev. D **71**, 114510 (2005) [arXiv:hep-lat/0503017].
50. R. Baier, Y.L. Dokshitzer, A.H. Mueller, and D. Schiff, JHEP **0109**, 033 (2001) [arXiv:hep-ph/0106347].
51. J.D. Bjorken, Phys. Rev. D **27**, 140 (1983).
52. D. Kharzeev and M. Nardi, Phys. Lett. B **507**, 121 (2001) [arXiv:nucl-th/0012025].
53. B.G. Zakharov, JETP **124**, 860 (2017) [arXiv:1611.05825].
54. B.G. Zakharov, Eur. Phys. J. C **78**, 427 (2018) [arXiv:1804.05405].
55. B. Müller and K. Rajagopal, Eur. Phys. J. C **43**, 15 (2005) [arXiv:hep-ph/0502174].
56. S. Borsanyi, G. Endrodi, Z. Fodor, A. Jakovac, S.D. Katz, S. Krieg, C. Ratti, and K. K. Szabo, JHEP **1011**, 077 (2010) [arXiv:1007.2580].
57. J. Adam et al. [ALICE Collaboration], JHEP **03**, 081 (2016) [arXiv:1509.06888].
58. Tech. Rep. CMS-PAS-HIN-15-005 CERN Geneva; <https://cds.cern.ch/record/2055466/files/HIN-15-005-pas.pdf> (2015)
59. S. Acharya et al. [ALICE Collaboration], JHEP **01**, 174 (2022) [arXiv:2110.09420].
60. A.M. Sirunyan et al. [CMS Collaboration], Phys. Lett. B **782**, 474 (2018) [arXiv:1708.04962].
61. J. Adam et al. [ALICE Collaboration], Phys. Lett. B **771**, 467 (2017) [arXiv:1609.07104].
62. S. Acharya et al. [ALICE Collaboration], Phys. Lett. B **804**, 135377 (2020) [arXiv:1910.09110].
63. A.M. Sirunyan et al. [CMS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **119**, 152301 (2017) [arXiv:1705.04727].
64. S. Acharya et al. [ALICE Collaboration], 2202.00815.
65. A.M. Sirunyan et al. [CMS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **123**, 022001 (2019) [arXiv:1810.11102].
66. J. Park, [for the ALICE Collaboration], PoS HardProbes2020, 034 (2021); doi:10.22323/1.387.0034.
67. D. Li, F. Si, Y. Zhao, P. Zhou, Y. Zhang, X. Li, and C. Yang, Phys. Lett. B **832**, 137249 (2022) [arXiv:2110.08769].
68. S. Acharya et al. [ALICE Collaboration], JHEP **02**, 150 (2019) [arXiv:1809.09371].
69. A.M. Sirunyan et al. [CMS Collaboration], Phys. Lett. B **816**, 136253 (2021) [arXiv:2009.12628].
70. Tech. Rep. CMS-PAS-HIN-21-003 CERN Geneva; <https://cds.cern.ch/record/2806157/files/HIN-21-003-pas.pdf> (2021).
71. J. Adam et al. [STAR Collaboration], Phys. Rev. C **99**, 034908 (2019) [arXiv:1812.10224].
72. A. Adare et al. [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. C **84**, 044905 (2011) [arXiv:1005.1627].
73. M.S. Abdallah et al. [STAR Collaboration], arXiv:2111.14615.
74. B.G. Zakharov, JETP Lett. **112**, 681 (2020) [arXiv:2011.01526].