

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

Б.Г. Захаров ^а

^а 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 α_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 Δc , 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 Δc) 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 Δc .

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 pQCD 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 ЛHC, 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 ЛHC $dN_{ch}^{ue}/d\eta \sim 10 - 15$, 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 pQCD 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 κ , используя данные ЛHC 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 α_s для малых систем, поскольку параметр κ , подобранный по данным для столкновений

тяжелых ионов, автоматически фиксирует α_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]¹). 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].

¹) 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 α_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 партоновых 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 α_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,

²⁾ 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 κ , используя данные по ядерному фактору модификации R_{AA} для соударений тяжелых ионов. В пользу такого вида выражения (8) свидетельствуют результаты решеточных расчетов [20] α_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 τ_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 ϵ_2 , полученный в рамках нашей Монте-Карло-версии модели Глаубера. Обратим внимание, что для Монте-Карло-версии модели Глаубера ϵ_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).

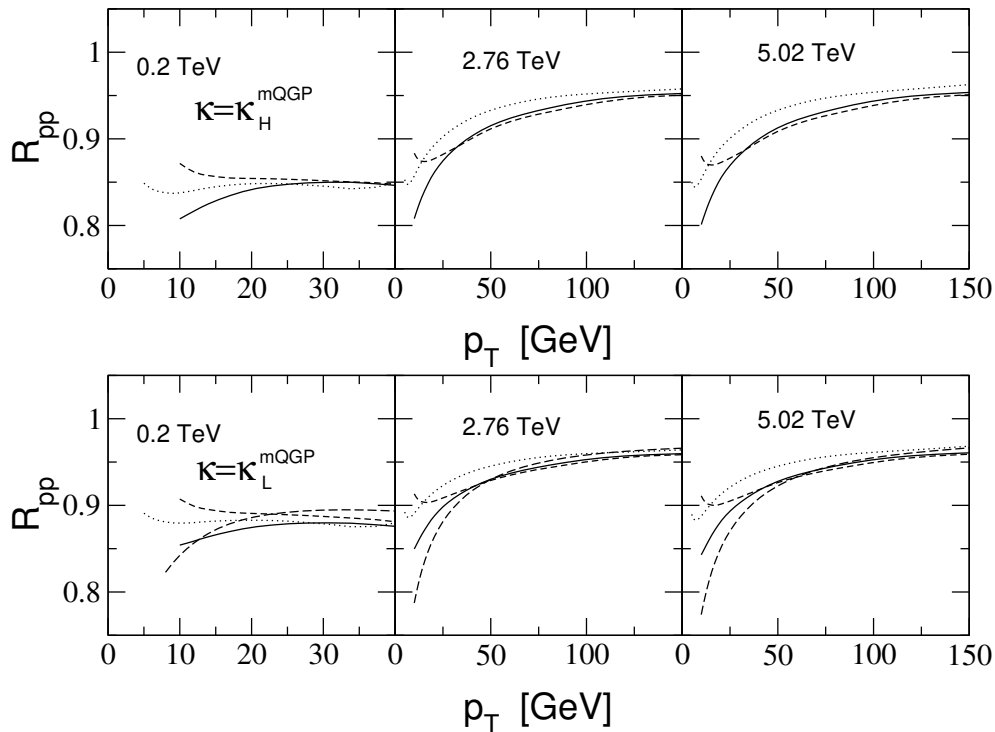


Рис. 1. R_{pp} для D -мезонов (сплошные), B -мезонов (штриховые) и HFES (пунктирные) в pp -столкновениях при $\sqrt{s} = 0.2, 2.76$ и 5.02 ТэВ. На верхних(нижних) панелях кривые для $\kappa = \kappa_H^{mQGP}$ (κ_L^{mQGP}). На нижних панелях мы также приводим R_{pp} для заряженных адронов (длинные штрихи)

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 κ в параметризации (8) α_s . Первый набор (для версий с формированием мКГП в pp -соударениях и без него) оптимальных значений κ был получен с помощью χ^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 HFES³⁾. 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 $\chi^2/d.p. \approx 0.69(0.71)$ (χ^2 на одну точку данных). Для второго набора мы используем значения κ , 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

³⁾ 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 ~ 2 .

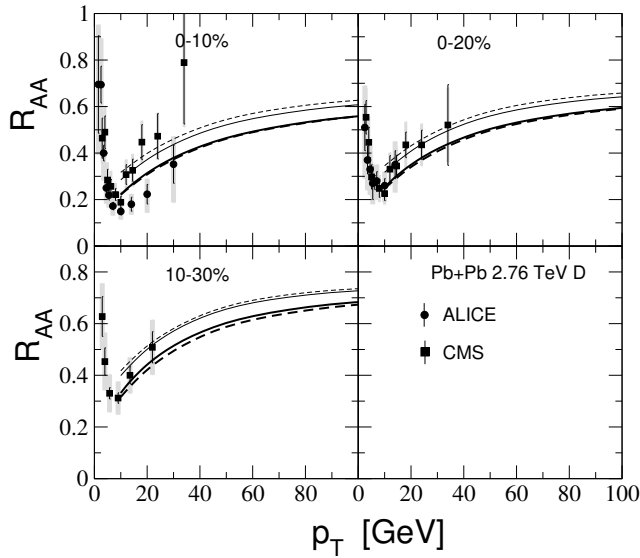


Рис. 2. R_{AA} для D -мезонов в (Pb+Pb)-столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ из наших вычислений для сценариев с (сплошные) и без (штриховые) рождения мКГП в pp -столкновениях для оптимальных параметров κ_H^{mQGP} (κ_H) (толстые линии) и κ_L^{mQGP} (κ_L) (тонкие линии). Точки — данные ALICE [57] и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

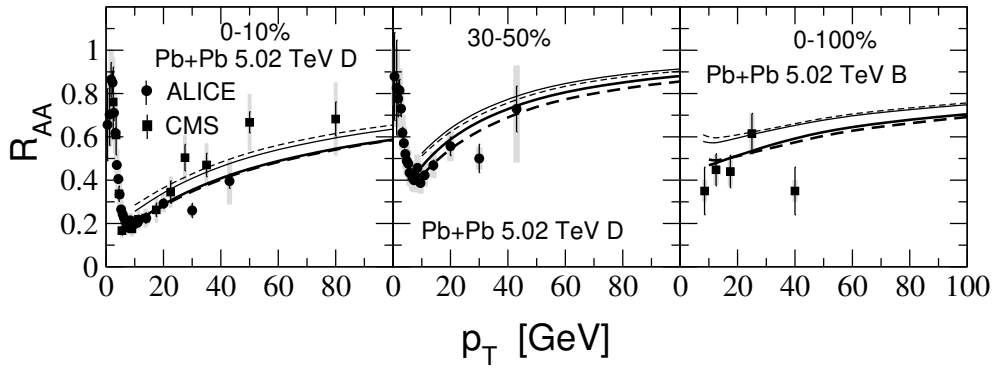


Рис. 3. R_{AA} для D -мезонов (левая и средняя панели) и B -мезонов (правая панель) для (Pb+Pb)-столкновений при $\sqrt{s}=5.02$ ТэВ. Кривые такие же, как на рис. 2. Точки — данные для D -мезонов от ALICE [59] и CMS [60] и для B -мезонов от CMS [63]

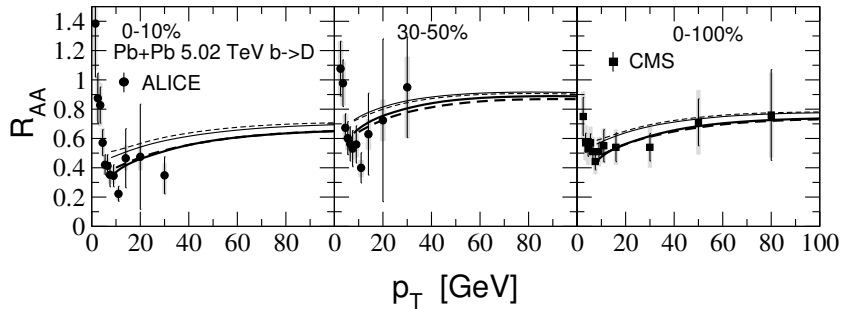


Рис. 4. R_{AA} для не прямых D -мезонов от распадов $B \rightarrow D^0$. Кривые такие же, как на рис. 2. Точки — данные ALICE [64] и CMS [65]

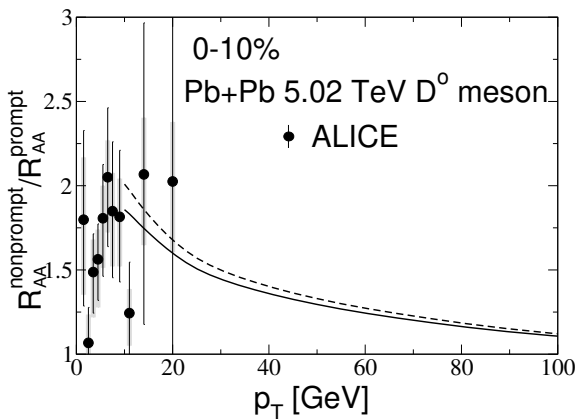


Рис. 5. Отношение R_{AA} для не прямых и прямых D^0 -мезонов в зависимости от p_T в 0–10% центральных (Pb+Pb)-соударениях при $\sqrt{s}=5.02$ ТэВ из наших вычислений для сценариев с (сплошная) и без (штриховая) образования мКГП в pp-столкновениях для оптимальных параметров κ_H^{mQGP} и κ_H . Точки —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

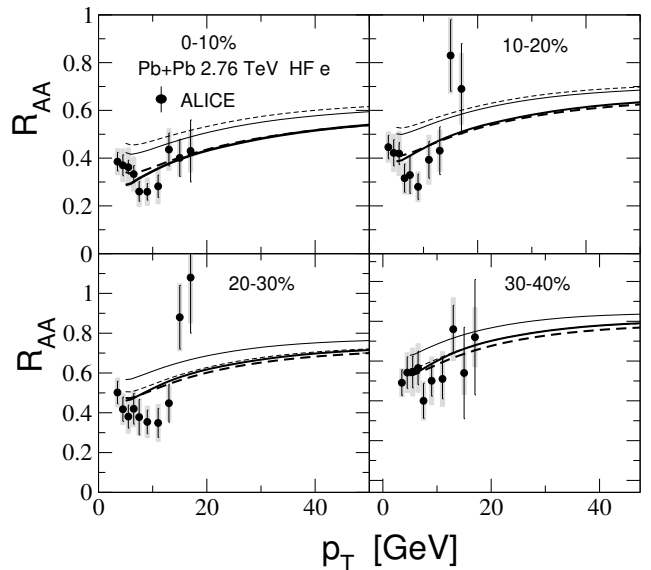


Рис. 6. То же самое, что на рис. 2, для HFEs при $\sqrt{s}=2.76$ ТэВ. Точки — данные ALICE [61]

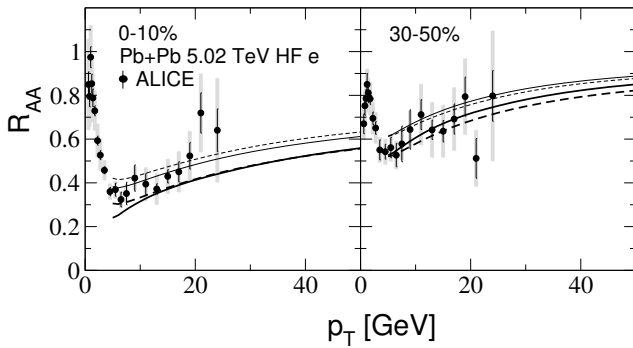


Рис. 7. То же самое, что на рис. 6, при $\sqrt{s}=5.02$ ТэВ. Точки — данные ALICE [62]

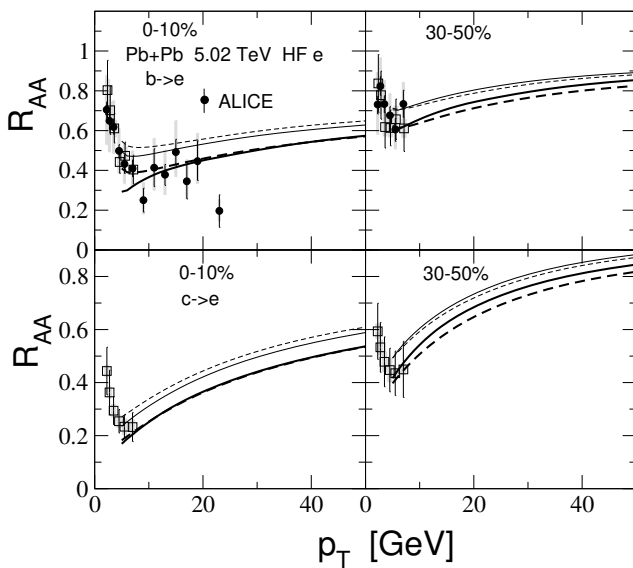


Рис. 8. R_{AA} для электронов от распадов боттом-кварков (верхние панели) и чарм-кварков (нижние панели) кварков в (Pb+Pb)-соударениях при $\sqrt{s} = 5.02$ ТэВ. Кривые как на рис. 2. Точки — данные ALICE [66] (кружки) и из анализа [67] (квадраты) в рамках метода, основанного на выделении вклада чарм- 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 κ , 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 κ , чем для легких адронов, т.е. данные об охлаждении струй для тяжелых флейворов требуют несколько больших α_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 κ , соответствующих данным для R_{AA} для тяжелых флейворов и легких адронов. Кроме того, некоторое несоответствие между оптимальным κ 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.

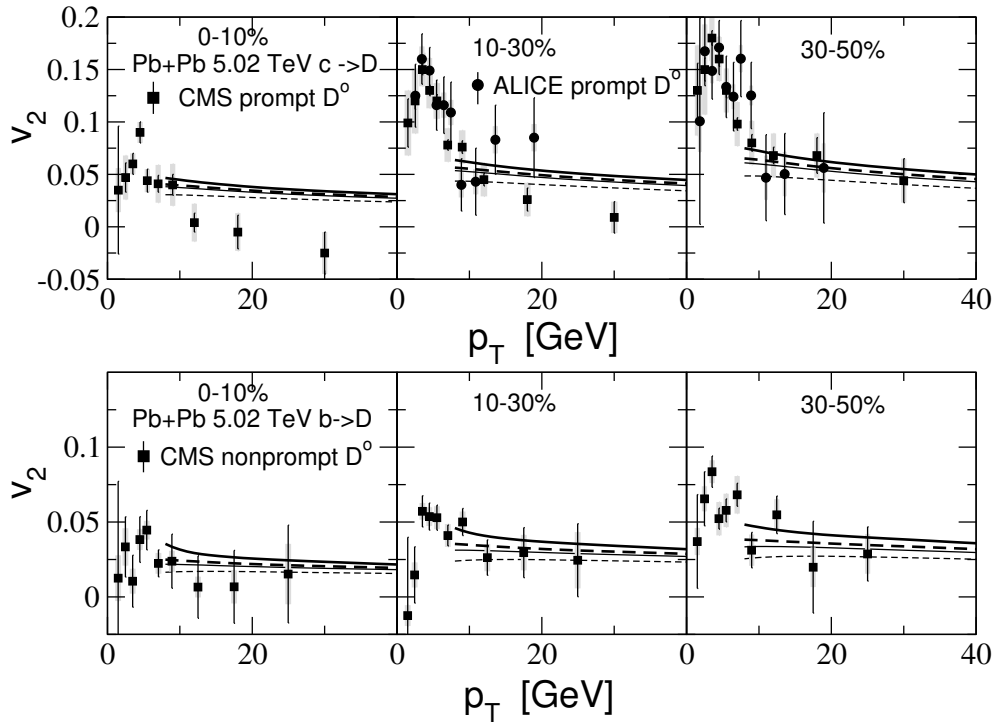


Рис. 9. v_2 для прямых (верхние панели) и непрямых (нижние панели) D -мезонов в (Pb+Pb)-соударениях при $\sqrt{s}=5.02$ ТэВ. Кривые как на рис. 2. Точки — данные ALICE [68] и CMS [69, 70]

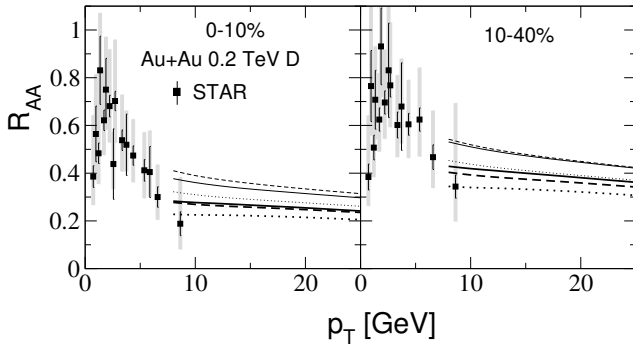


Рис. 10. R_{AA} для D^0 -мезонов в (Au+Au)-соударениях при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ для 0–10% (левая панель) и 10–40% (правая панель) интервалов центральности. Сплошные и штриховые как на рис. 2. Пунктирные кривые показывают результаты для сценария без образования мКГП в pp -соударениях, полученные для параметров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

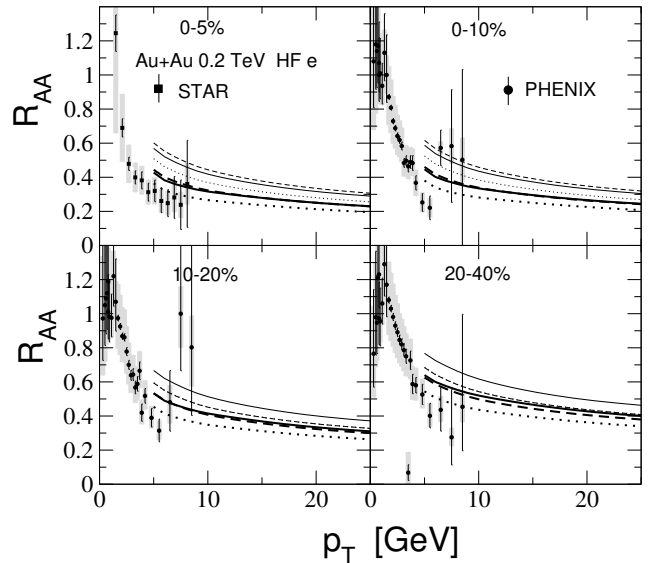


Рис. 11. То же самое, что на рис. 10, для HFEs. Точки — данные STAR [24] и PHENIX [72]

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-

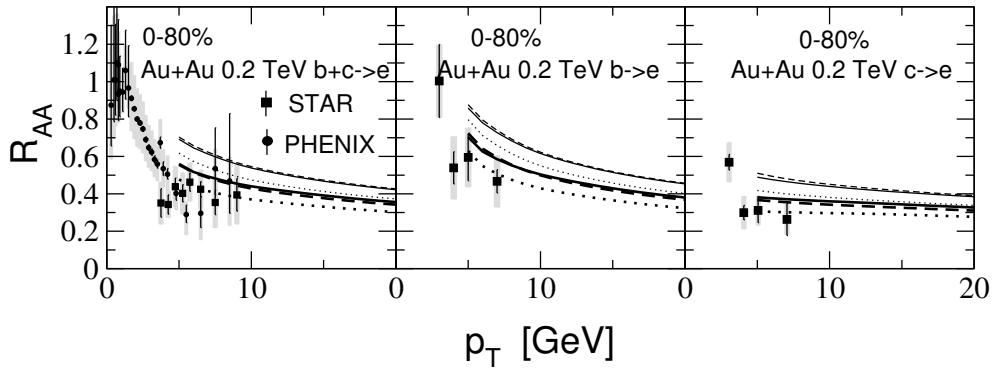


Рис. 12. R_{AA} для HFEs в (Au+Au)-столкновениях при $\sqrt{s} = 0.2$ ТэВ для интервала центральности 0–80%. Инклюзивный $b + c \rightarrow e$ R_{AA} (левая панель). R_{AA} для боттомных распадных электронов (средняя панель). R_{AA} для чармовых распадных электронов (правая панель). Кривые как на рис. 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 κ . Для первого набора мы используем κ , 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 κ , 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 κ , чем для легких адронов, т.е. данные об охлаждении струй для тяжелых флейворов требуют несколько больших α_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 κ 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 κ , 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 α_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 (ρ — 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 партонa среды (кварка или глюона), а $\mu_D(z)$ — локальная масса Дебая.

Для файерболов КГП в AA -соударениях координата z совпадает с собственным временем τ , 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].