

УДК 539.17.01,539.142,539.143

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ ПЕРЕСОЕДИНЕНИЯ ЦВЕТА И ФОРМИРОВАНИЯ АДРОННЫХ СТРУЙ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО ПОПЕРЕЧНОМУ ИМПУЛЬСУ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В pp -СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ ЭНЕРГИЯХ БОЛЬШОГО АДРОННОГО КОЛЛАЙДЕРА

© 2019 г. В. С. Сандул¹, *, В. В. Вечернин¹, Г. А. Феофилов¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Санкт-Петербургский государственный университет”, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: vladislav2018@yandex.ru

Поступила в редакцию 12.11.2018 г.

После доработки 08.04.2019 г.

Принята к публикации 27.05.2019 г.

Получены зависимости среднего поперечного импульса заряженных частиц от быстроты u и псевдобыстроты η , изучено влияние вышеупомянутых эффектов на эти зависимости. Показано, что результат существенно зависит от того, для интервала какой физической величины – быстроты или псевдобыстроты, – проводится рассмотрение распределений частиц по поперечному импульсу, что важно учитывать при сравнении теоретически рассчитанных распределений с экспериментальными данными. В частности, показано, что учет кинематического фактора, возникающего в описании распределения частиц по поперечному импульсу в заданном псевдобыстротном интервале, значительно влияет на описание экспериментальных данных по pp -столкновениям при энергиях $\sqrt{s} = 7$ ТэВ на Большом адронном коллайдере.

DOI: 10.1134/S0367676519090242

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время исследование кварк-глюонной плазмы [1, 2] является одним из основных направлений релятивистской ядерной физики. Теоретическое изучение этого сверхплотного и сверхгорячего состояния материи началось в 80-х годах прошлого века, а в 2005 году на ускорителе RHIC Брукхейвенской национальной лабораторией в ядерных столкновениях Au + Au при энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ кварк-глюонная плазма была обнаружена экспериментально [3].

Долгое время получение кварк-глюонной плазмы в лабораторных условиях считалось возможным только в столкновениях тяжелых ядер. Однако после запуска БАК и достижения энергии столкновений частиц порядка нескольких ТэВ возможные признаки коллективных нелинейных явлений, которые предшествуют стадии образования кварк-глюонной плазмы, такие как увеличение выхода странных частиц и наличие дальних корреляций множественности и среднего поперечного импульса рожденных в столкновении частиц, были обнаружены и в pp -столкновениях [4, 5]. В связи с этим

возрос интерес к изучению этих процессов в высокоэнергетичных столкновениях протонов.

Одной из основных наблюдаемых величин в экспериментах по столкновению частиц является поперечный импульс вторичных частиц p_T . Изучение спектров поперечных импульсов, вычисленных в рамках различных моделей и измеренных экспериментально, помогает оценить адекватность тех или иных теоретических подходов к описанию процессов, происходящих в высокоэнергетичных столкновениях частиц.

В настоящей работе исследуется влияние механизма пересоединения цвета на спектры поперечных импульсов частиц, рожденных в pp -столкновениях в различных быстротных и псевдобыстротных интервалах. Явление пересоединения цвета заключается в том, что конфигурация цветных потоков, соединяющих партоны системы, образовавшейся в результате неупругого столкновения частиц, имеет возможность измениться таким образом, что суммарная длина цветных потоков уменьшается [6, 7].

Учет процессов пересоединения цвета в рамках генератора событий PYTHIA ведет к умень-

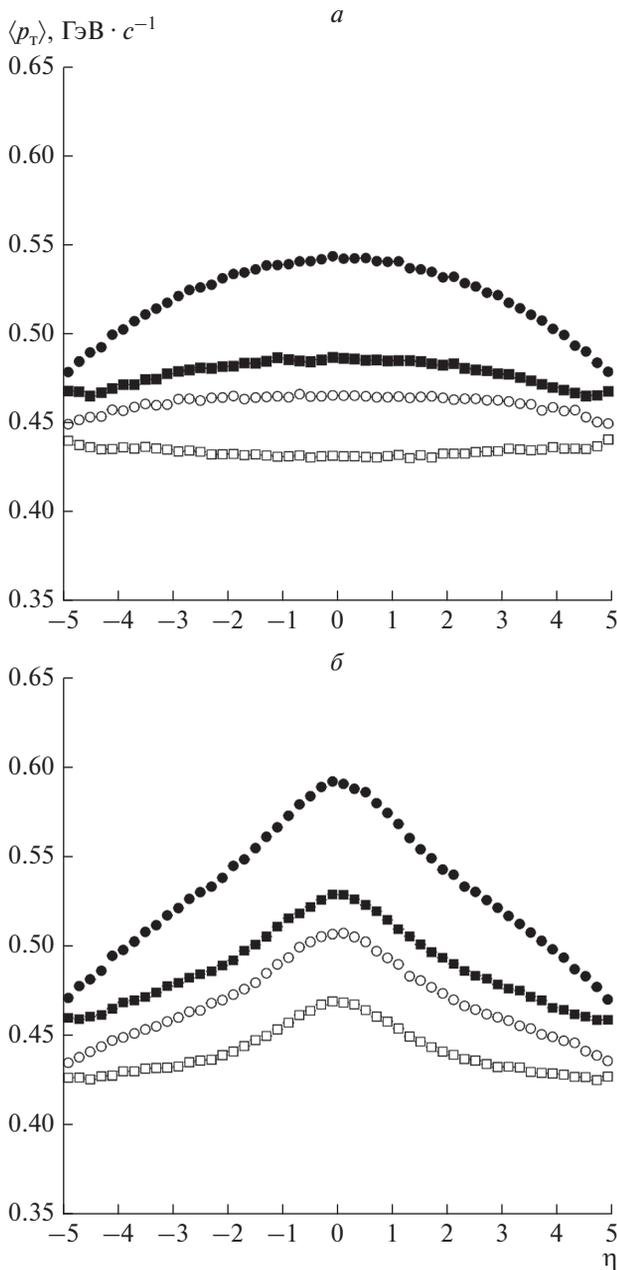


Рис. 1. Значение среднего поперечного импульса в различных быстротных интервалах (а) и псевдобыстротных интервалах (б). ● — расчеты с включенным пересоединением цвета и учетом адронных струй, ■ — с включенным пересоединением цвета и без учета адронных струй, ○ — без пересоединения цвета и с учетом адронных струй, □ — без пересоединения цвета и без учета адронных струй.

шению множественности N_{ch} и увеличению среднего поперечного импульса $\langle p_T \rangle$ частиц, образующихся в pp -столкновениях [8], что оказывается существенно важным для корректного описания экспериментально наблюдаемых корреляций между $\langle p_T \rangle$ и N_{ch} .

Помимо эффекта пересоединения цвета в настоящей работе исследуется зависимость спектров распределения вторичных частиц по поперечному импульсу от процесса фрагментации так называемых адронных струй — узких пучков частиц, образующихся в данном столкновении. Конкретно, здесь и далее под адронной струей подразумевается пучок вторичных частиц, локализованный в пространстве (y, φ) (y — быстрота, φ — азимутальный угол) в пределах некоторого радиуса $R = \sqrt{\Delta y^2 + \Delta \varphi^2} < 0.5$ и имеющий суммарный $p_T > 5 \text{ ГэВ} \cdot c^{-1}$. Так как частицы, образующие струи, как правило, обладают относительно большими поперечными импульсами, исключение таких частиц из рассмотрения должно вести к уменьшению среднего поперечного импульса столкновения и сдвигу спектра распределения вторичных частиц в область малых p_T .

ДЕТАЛИ АНАЛИЗА И РЕЗУЛЬТАТЫ

Используя генератор событий PYTHIA 8.235 было сгенерировано 25000 pp -столкновений при энергии $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ с учетом пересоединения цвета и столько же без учета этого эффекта. При этом в настоящей работе рассматривались лишь события, не относящиеся к процессам одиночной дифракции (Non-single diffractive (NSD)).

Сначала для более общего анализа спектров поперечных импульсов вторичных частиц были рассчитаны значения среднего поперечного импульса заряженных частиц для различных быстротных и псевдобыстротных интервалов шириной по $\Delta y = 0.2$ и $\Delta \eta = 0.2$, удаленных от $y = 0$ и $\eta = 0$ соответственно. Те же расчеты были проведены и для событий, в которых были исключены из рассмотрения частицы, входящие в струи.

Результаты этих расчетов приведены на рис. 1а (для интервалов по быстроте) и рис. 1б (для интервалов по псевдобыстроте). На обоих графиках видно, что поведение зависимости $\langle p_T \rangle$ от рассматриваемого быстротного и псевдобыстротного интервалов существенно меняется в зависимости от учета пересоединения цвета и учета струй. Видно, что при наличии процессов адронизации струй и эффектов пересоединения цвета средний поперечный импульс $\langle p_T \rangle$ заряженных частиц в заданном (псевдо)быстротном интервале монотонно убывает при перемещении (псевдо)быстротного интервала от центральной области в область больших (псевдо)быстрот.

Однако выключение пересоединения цвета и исключение частиц, входящих в струи, как вместе, так и по отдельности, ведет к выполаживанию графиков на рис. 1а и 1б. Также выключение эффектов пересоединения цвета и исключение из

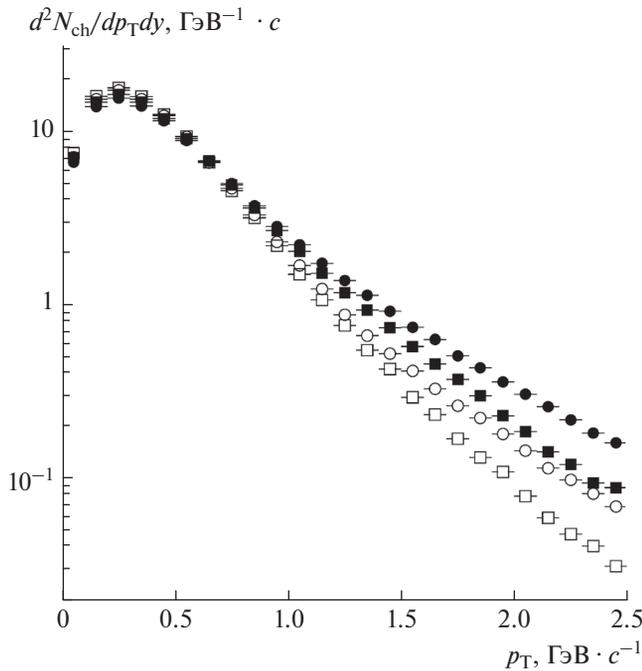


Рис. 2. Распределение заряженных частиц по поперечным импульсам в быстротном интервале $0.0 < y < 0.2$. ● — расчеты с включенным пересоединением цвета и учетом адронных струй, ■ — с включенным пересоединением цвета и без учета адронных струй, ○ — без пересоединения цвета и с учетом адронных струй, □ — без пересоединения цвета и без учета адронных струй.

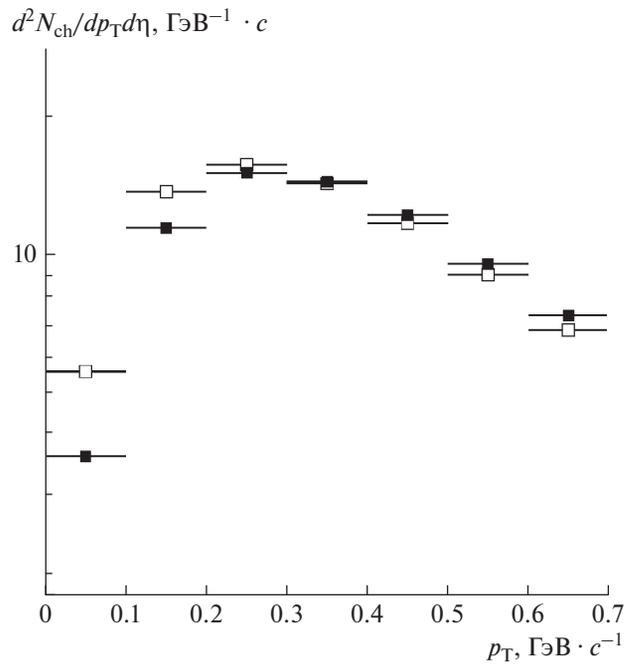


Рис. 3. Распределения заряженных частиц по поперечным импульсам в различных псевдобыстротных интервалах. ■ — спектр поперечных импульсов частиц в интервале $0.0 < \eta < 0.2$, □ — спектр поперечных импульсов в интервале $1.8 < \eta < 2.0$. Расчеты проведены с включенным пересоединением цвета и учетом адронных струй.

рассмотрения адронных струй ожидаемо ведет к уменьшению $\langle p_T \rangle$ для каждого быстротного интервала. Последнее наблюдается также и для зависимости $\langle p_T \rangle$ от рассматриваемого псевдобыстротного интервала.

Тем не менее, в поведении $\langle p_T \rangle$ на рис. 1а и 1б присутствуют и существенные отличия. Видно, что уменьшение $\langle p_T \rangle$ при перемещении рассматриваемого псевдобыстротного интервала от центральной области псевдобыстрот имеет более ярко выраженный характер по сравнению с уменьшением $\langle p_T \rangle$ при перемещении рассматриваемого быстротного интервала от центральной области быстрот. Кроме того, для псевдобыстротной зависимости $\langle p_T \rangle$ (рис. 1б) выполаживание при выключении пересоединения цвета и удаления адронных струй наблюдается лишь в области $|\eta| > 3$, в то время как в центральной области псевдобыстрот наблюдается рост $\langle p_T \rangle$ при перемещении псевдобыстротного интервала к $\eta = 0$.

Для того чтобы понять существенную разницу в поведении быстротной и псевдобыстротной зависимостей $\langle p_T \rangle$ вторичных заряженных частиц, рожденных в pp -столкновениях, рассмотрим

спектры распределения этих частиц по поперечному импульсу в быстротных и псевдобыстротных интервалах, расположенных в центральной области ($y = 0$ и $\eta = 0$ соответственно), а также в интервалах, расположенных на некотором удалении от центра.

Эти спектры изображены на рис. 2 для быстротного интервала $0.0 < y < 0.2$. Видно, что выключение пересоединения цвета и удаление из рассмотрения струй ведет к увеличению числа частиц с малым поперечным импульсом ($p_T < 0.8 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$) и уменьшению числа частиц с большим поперечным импульсом ($p_T > 1 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$). Поведение спектров поперечных частиц в различных быстротных интервалах различается слабо, что в итоге и влечет за собой слабую зависимость $\langle p_T \rangle$ от быстротного интервала. В то же время спектры поперечных импульсов частиц в различных псевдобыстротных интервалах имеют существенное различие в области малых p_T . Это заметно при сравнении точек с поперечным импульсом $p_T < 0.4 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$ на рис. 3. При перемещении псевдобыстротного интервала от точки $\eta = 0$ количество частиц с малым поперечным импульсом увеличивается, из

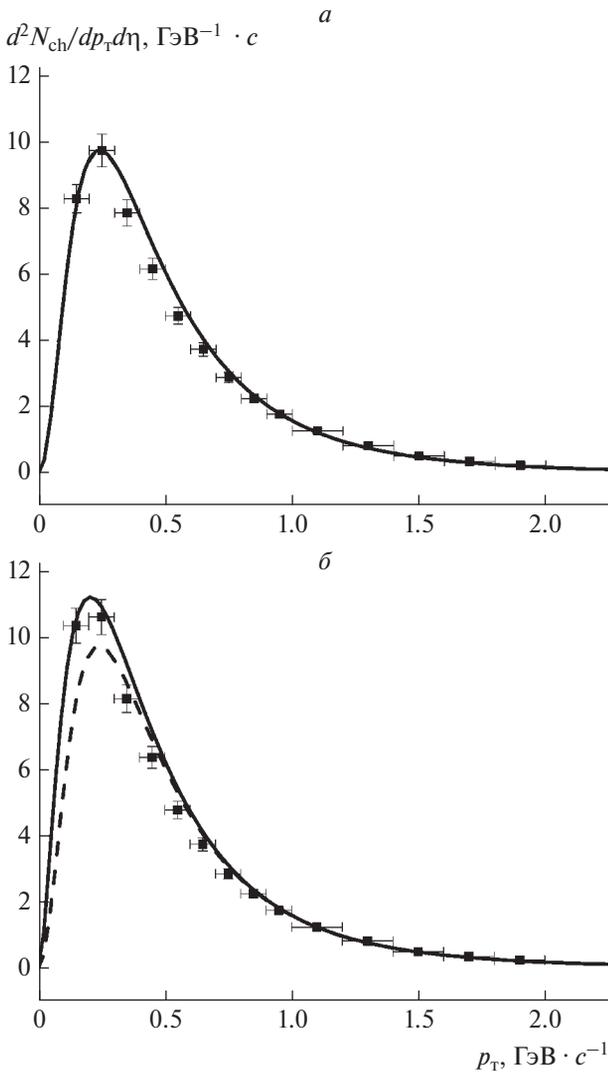


Рис. 4. Распределение заряженных частиц по поперечным импульсам в псевдобыстротном интервале $0.0 < \eta < 0.2$ (а) и в псевдобыстротном интервале $1.6 < \eta < 1.8$ (б). ■ – экспериментальные данные коллаборации CMS [2]. Сплошная линия – аппроксимация экспериментальных данных формулой (5), пунктирная линия – аппроксимация данных той же формулой, но без учета зависимости распределения частиц по p_T от псевдобыстроты ($\eta = \text{const} = 0$). Параметры аппроксимации: $T = 0.145$ ГэВ, $n = 6.6$.

чего следует существенное уменьшение среднего поперечного импульса.

Причина различия в поведении спектров поперечных импульсов частиц в зависимости от того, в интервале какой физической величины рассматриваются частицы – быстроты или псевдобыстроты, – заключается в нетривиальной кинематической связи быстроты, псевдобыстроты и поперечного импульса. Рассмотрим поведе-

ние функции Цалиса [9–11], аппроксимирующей распределение частиц по поперечному импульсу:

$$\frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2 N_{\text{ch}}}{d\eta dp_T} \propto \left(1 + \frac{E_T}{nT}\right)^{-n}, \quad (1)$$

где $E_T = \sqrt{p_T^2 + m^2} - m$, n и T – параметры аппроксимации.

Проанализируем поведение этой функции в пределе $p_T \rightarrow 0$ (так как именно в области малых p_T наблюдается существенное различие спектров в различных псевдобыстротных интервалах, что и является причиной убывания $\langle p_T \rangle$ при удалении рассматриваемого псевдобыстротного интервала от $\eta = 0$). Ясно, что

$$\begin{aligned} \lim_{p_T \rightarrow 0} E \frac{d^3 N_{\text{ch}}}{d^3 p} &= \lim_{p_T \rightarrow 0} \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2 N_{\text{ch}}}{dy dp_T} = \\ &= \lim_{p_T \rightarrow 0} \frac{1}{2\pi p_T} \frac{E d^2 N_{\text{ch}}}{p d\eta dp_T} = \text{const} = C > 0. \end{aligned} \quad (2)$$

С учетом того, что $E = \sqrt{p^2 + m^2}$, $p = \sqrt{p_Z^2 + p_T^2}$, $p_Z = p \cos \theta$, $p_T = p \sin \theta$, выражение (2) примет следующий вид:

$$\begin{aligned} \lim_{p_T \rightarrow 0} \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2 N_{\text{ch}}}{d\eta dp_T} &= C \lim_{p_T \rightarrow 0} \frac{p}{E} = \\ &= C \lim_{p_T \rightarrow 0} \frac{p_T}{\sqrt{p_T^2 + m^2} \sin^2 \theta} = \\ &= C \lim_{p_T \rightarrow 0} \frac{p_T}{\sqrt{p_T^2 + m^2} / \cosh^2 \eta}, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\sin \theta = \frac{2}{e^\eta + e^{-\eta}} = \frac{1}{\cosh \eta}. \quad (4)$$

Таким образом, окончательное выражение для функции распределения поперечного импульса вторичных частиц будет иметь вид

$$\frac{1}{2\pi p_T} = C \frac{p_T}{\sqrt{p_T^2 + m^2} / \cosh^2 \eta} \left(1 + \frac{E_T}{nT}\right)^{-n}. \quad (5)$$

Ясно, что наличие множителя $p_T / \sqrt{p_T^2 + m^2} / \cosh^2 \eta$ увеличивает количество частиц в спектре поперечных импульсов в области малых p_T при перемещении псевдобыстротного интервала, в котором проводятся измерения поперечных импульсов вторичных заряженных частиц, из центральной области ($\eta = 0$) в область больших псевдобыстрот.

На рис. 4а и 4б изображена аппроксимация формулой (5) с учетом зависимости кинематического множителя от η и без него ($\eta = \text{const} = 0$) экспериментальных данных по спектрам распре-

деления заряженных частиц по p_T , полученных коллаборацией CMS [12], в различных псевдобыстротных интервалах.

Как и ожидалось, вне области центральных псевдобыстрот отличие этих двух вариантов становится существенным, причем вариант с учетом множителя в области больших псевдобыстрот аппроксимирует экспериментальные данные лучше: с учетом погрешностей все экспериментальные точки ложатся на график аппроксимирующей функции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Путем моделирования в рамках генератора события PYTHIA 8 показано, что учет механизмов пересоединения цвета и формирования адронных струй оказывает значительное влияние на функцию распределения по поперечному импульсу p_T заряженных частиц, рожденных в pp -столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ.

Кроме того, форма спектров по поперечному импульсу зависит от того, в интервалах какой физической величины — быстроты или псевдобыстроты — проведены измерения. Симуляции pp -столкновений с помощью генератора событий PYTHIA 8 также показывают, что форма распределения частиц по p_T существенно изменяется в так называемой “мягкой” области $p_T < 0.5$ ГэВ \cdot с⁻¹ при перемещении псевдобыстротного интервала, в котором проводятся измерения поперечных импульсов вторичных заряженных частиц, из центральной области ($\eta = 0$) в область больших псевдобыстрот.

Установлено также, что форма псевдобыстротного распределения для среднего поперечного импульса существенным образом зависит от того, какой тип физической величины — быстрота или псевдобыстрота используются в анализе. Показано, что данные особенности распределений связаны с ролью кинематического множителя $p_T / \sqrt{p_T^2 + m^2} / \cosh^2 \eta$ в формуле для функции распределения заряженных частиц по p_T в заданном псевдобыстротном интервале, что необходимо учитывать при анализе данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дремин И.М., Леонидов А.В. // УФН. 2010. Т. 180. № 11. С. 1167; *Dremin I.M., Leonidov A.V.* // Phys. Usp. 2010. V. 53. № 11. P. 1123.
2. *Pasechnik R., Šumbera M.* // Universe. 2017. V. 3. № 1. P. 7.
3. *Adams J., Aggarwal M.M., Ahammed Z. et al.* // Nucl. Phys. A. 2005. V. 757. № 1-2. P. 102.
4. *Altsybeev I.G.* // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 798. Art. № 012056.
5. *Adam J. et al.* // Nat. Phys. 2017. V. 13. P. 535.
6. *Christiansen J.R.* // PoS EPS-HEP2015. (Vienna, 2015). P. 443.
7. *Bierlich C.* // PoS DIS2016. (Hamburg, 2016). P. 051.
8. *Асрян А.Г., Деркач Д.А., Феофилов Г.А.* // Вестник СПбГУ. 2008. Сер. 4. № 2. С. 3.
9. *Tsallis C.* // J. Stat. Phys. 1988. V. 52. P. 479.
10. *Wilk G., Włodarczyk Z.* // Eur. Phys. J. A. 2009. V. 40. P. 299.
11. *Biró T.S., Purcsel G., Ürmösy K.* // Eur. Phys. J. A. 2009. V. 40. P. 325.
12. *Khachatryan V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. Art. № 022002.