ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, 2021, том 84, № 6, с. 509–523

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПОПЕРЕЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В $p+p$-СОУДАРЕНИЯХ В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ $(s_{nn})^{1/2} = 2.76$–7 ТэВ НА БАК

© 2021 г. Б. Ш. Абдиев[1)], Э. Х. Бозоров[1),2)*], Х. К. Олимов[3)], Б. С. Юлдашев[2)]

Поступила в редакцию 29.01.2021 г.; после доработки 23.02.2021 г.; принята к публикации 23.02.2021 г.

Экспериментальные распределения поперечного импульса заряженных пионов и каонов, протонов и антипротонов, в центральной области быстрот в неупругих $p+p$-соударениях в интервале энергий $(s)^{1/2} = 2.76$–7 ТэВ, измеренные коллаборацией ALICE в экспериментах на Большом Адронном Коллайдере (БАК, Швейцария), систематически анализируются с использованием термодинамически согласованной функции распределения Цаллиса, а также формулы Хагедорна с встроенным коллективным поперечным потоком. Приближенное равенство параметра неэкстенсивности q функции Цаллиса для пионов и каонов q(пионы) $\approx q$(каоны) и соотношение q(мезоны) $> q$(барионы) получено в результате фитирования спектров поперечного импульса анализируемых видов частиц термодинамически согласованной функцией Цаллиса в оптимальных идентичных интервалах фитирования p_t в $p+p$-соударениях при $(s)^{1/2} = 2.76$, 5.02 и 7 ТэВ. Параметр q последовательно возрастает для всех видов частиц с увеличением энергии $(s)^{1/2}$ $p+p$-столкновений с 2.76 до 5.02 ТэВ, оставаясь практически постоянным в пределах ошибок фитирования в интервале энергий $(s)^{1/2} = 5$–7 ТэВ, что указывает на насыщение значения q в $p+p$-соударениях при $(s)^{1/2} > 5$ ТэВ. Очень незначительная скорость поперечного потока, согласующаяся с нулевым значением в пределах ошибок фитирования, получена в $p+p$-соударениях в интервале энергий $(s)^{1/2} = 2.76$–7 ТэВ при фитировании p_t распределений заряженных пионов и каонов, протонов и антипротонов формулой Хагедорна с встроенным поперечным потоком в выбранных оптимальных идентичных интервалах p_t, а также при фитировании в полных измеренных областях p_t.

DOI: 10.31857/S0044002721050032

1. ВВЕДЕНИЕ

Так называемые неэкстенсивные статистические распределения, называемые распределениями Цаллиса, оказались весьма полезными и эффективными для феноменологического описания спектров поперечных импульсов (p_t) частиц, образующихся в соударениях при высоких энергиях [1–13]. Различные виды функции распределения Цаллиса довольно успешно описывают p_t распределения частиц, образующихся в $p+p$-соударениях, вплоть до самых высоких измеренных значений p_t в экспериментах на РКТИ (Релятивистский коллайдер тяжелых ионов, Брукхейвен, США) и БАК [3–9]. Распределение Цаллиса может достаточно хорошо описывать измеренное распределение p_t вплоть до 200 ГэВ/c в $p+p$-соударениях при энергии в системе центра масс 7 ТэВ на БАК [9]. Однако неоднозначность в определении параметров функции распределения Цаллиса была отмечена в работе [9] при использовании короткого интервала фитирования p_t ($p_t < 3$ ГэВ/c). Высокая чувствительность так называемого параметра неэкстенсивности q функции распределения Цаллиса к высокоимпульсной ($p_t > 3$ ГэВ/c) части инвариантных распределений поперечного импульса частиц была продемонстрирована в работах [14–16]. Помимо предоставления информации об отклонении системы от статистики Больцмана–Гиббса, параметры фитирования q и T могут быть использованы для идентификации начальных условий и скэйлинга системы [17].

Для описания спектров поперечного импульса частиц в высокоэнергетических соударениях тяжелых ионов на РКТИ и БАК обычно различные модели поперечного расширения (потока) включаются (внедряются) в статистику Цаллиса. Для извлечения кинетической температуры "размораживания" и скорости коллективного поперечного

[1)]Национальный университет, Ташкент, Узбекистан.
[2)]Институт ядерной физики АН РУз, Ташкент, Узбекистан.
[3)]Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце" АН РУз, Ташкент, Узбекистан.
[*]E-mail: erkinbozorov789@mail.ru

потока используются в основном модель взрывной волны со статистикой Больцмана–Гиббса (модель BGBW) [18–20], модель взрывной волны со статистикой Цаллиса (модель TBW) [21, 22], распределение Цаллиса с эффектом поперечного потока (улучшенное распределение Цаллиса) [22–24] и формула (функция) Хагедорна со встроенным поперечным потоком [11, 25, 26].

В большинстве предыдущих анализов $p+p$-столкновений и тяжелых ионов при высоких энергиях сами функции распределения Цаллиса, или в сочетании с другими моделями, были использованы для отдельного описания распределения p_t каждого измеренного вида частиц в данном типе столкновения. Однако, как уже упоминалось в работе [27], никакой физический смысл не может быть приписан коллективным свойствам, таким как кинетическая температура "размораживания" или коллективная поперечная скорость потока, извлеченным из отдельных модельных фитирований спектров одного вида частиц. Напротив, комбинированные фитирования спектров различных видов частиц, образованных в данной системе соударений, могут дать физически значимые значения коллективных параметров (если таковые имеются), таких как общая температура или/и средняя поперечная скорость системы [27]. Комбинированные фитирования с использованием теоретических модельных функций спектров p_t всех видов частиц для каждого анализируемого типа столкновений в настоящей работе выполнены с использованием функции нелинейного фитирования программы Origin 9.1 Data Analysis and Graphing.

В настоящей работе мы анализируем распределения поперечного импульса заряженных пионов и каонов, протонов и антипротонов в центральной области быстрот в неупругих $p+p$-соударениях при $(s_{nn})^{1/2} = 2.76$, 5.02 и 7 ТэВ на БАК, измеренных сотрудничеством ALICE и представленных в ссылках [28], [29] и [30] соответственно. Исследование $p+p$-столкновений в такой высокоэнергетической области интересно и важно не только в качестве основы для анализа высокоэнергетических столкновений тяжелых ионов, но и для изучения новых (коллективных) явлений (если таковые имеются) в такой малой системе, как $p+$ $+p$-столкновения при самых высоких энергиях, доступных на БАК.

Основной целью настоящего исследования является сравнение свойств систем $p+p$-соударений при $(s_{nn})^{1/2} = 2.76$, 5.02 и 7 ТэВ с помощью комбинированных, а также независимых (отдельных) модельных фитирований p_t спектров заряженных пионов и каонов, протонов и антипротонов в данной системе соударения с использованием термодинамически согласованной функции распределения Цаллиса и формулы Хагедорна со встроенным поперечным потоком.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И МОДЕЛИ

Информация об анализируемых спектрах поперечного импульса заряженных пионов и каонов, протонов и антипротонов в центральной области быстрот в неупругих $p+p$-соударениях при $(s_{nn})^{1/2} = 2.76$, 5.02 и 7 ТэВ, измеренных коллаборацией ALICE ([28], [29] и [30] соответственно) представлена в табл. 1. Низкая p_t-часть спектров частиц восстанавливается для интервала быстрот $|y| < 0.5$, в то время как высокоимпульсная p_t-часть спектров извлекается для диапазона псевдобыстрот $|\eta| < 0.8$, чтобы воспользоваться полной статистикой неупругих $p+p$-столкновений, а затем конечные спектры нормируются к соответствующим интервалам быстрот [28]. Важно отметить, что объединенные статистические и систематические ошибки (добавленные в квадрате) приведены для точек — экспериментальных данных на всех рисунках настоящей работы. Подробности расчета систематических ошибок в анализируемых спектрах поперечного импульса идентифицированных заряженных частиц можно найти в работах [28–30].

Хорошо известно, что (обратный степенной закон) КХД-мотивированная функция Хагедорна [31] достаточно хорошо описывает интервал больших p_t инвариантных распределений поперечного импульса частиц, образующихся при высокоэнергетических нуклон-нуклонных соударениях:

$$\frac{d^2N}{2\pi N_{ev} p_t dp_t dy} = C\left(1+\frac{m_t}{p_0}\right)^{-n}, \qquad (1)$$

где C — нормировочный коэффициент, p_0 и n — свободные параметры, $m_t = \sqrt{p_t^2 + m_0^2}$ — поперечная масса адрона, а m_0 — его масса покоя.

Таблица 1. Информация о доступном p_t-интервале спектров поперечного импульса заряженных пионов и каонов, протонов и антипротонов в центральной области быстрот в неупругих $p+p$-соударениях при $(s_{nn})^{1/2} =$ $= 2.76$, 5.02 и 7 ТэВ, измеренных коллаборацией ALICE ([28], [29] и [30] соответственно) и проанализированных в настоящей работе

Тип столкновения	Интервал измерений p_t, ГэВ/c		
	$\pi^+ + \pi^-$	$K^+ + K^-$	$p + \bar{p}$
$p+p$, 2.76 ТэВ	0.1–6.5	0.2–11.0	0.3–20.0
$p+p$, 5.02 ТэВ	0.1–11.0	0.2–16.0	0.3–20.0
$p+p$, 7 ТэВ	0.1–3.0	0.2–5.0	0.3–5.0

Как уже упоминалось выше, также функция распределения Цаллиса [1, 2] может превосходно описывать инвариантные p_t (или m_t) спектры частиц, измеренных в высокоэнергетических $p+$ $+p$-соударениях на РКТИ и БАК [3–9]. Следует отметить, что существует несколько эквивалентных вариантов [10–14, 32] функции распределения Цаллиса, обеспечивающих одинаково хорошее качество фитирования к распределениям p_t частиц в высокоэнергетических $p+p$-соударениях. Простейший вариант [10, 11, 17] функции распределения Цаллиса, описывающей инвариантные спектры частиц в терминах трех параметров — C_q, T и q, задается (в центральной области быстрот ($\langle y\rangle = 0$)) выражением

$$\frac{d^2N}{2\pi N_{ev}p_t dp_t dy} = C_q\left(1+(q-1)\frac{m_t}{T}\right)^{-1/(q-1)}, \quad (2)$$

где C_q — нормировочный коэффициент, T — температурный параметр, а q — так называемый параметр неэкстенсивности, который показывает степень отклонения этого распределения от обычного экспоненциального распределения Больцмана–Гиббса. Функция в уравнении (2) рассматривается как неэкстенсивное обобщение экспоненциального распределения Больцмана–Гиббса ($\sim\exp(-E/T)$) с новым параметром q, добавленным к предыдущему параметру (температуры) T. Параметр q также служит в качестве показателя степени нетермализации [33]. При приближении параметра q к 1 (единице) распределение Цаллиса приближается к обычному экспоненциальному распределению Больцмана–Гиббса. Чем ближе значение параметра q к единице, тем больше степень термализации системы.

По сравнению с различными видами предлагаемых функций распределения Цаллиса, следующая версия [3, 9, 10] (в центральной области быстрот ($\langle y\rangle = 0$)) приводит к согласованной термодинамике для числа частиц, плотности энергии и давления:

$$\frac{d^2N}{2\pi N_{ev}p_t dp_t dy} = \quad (3)$$
$$= C_q m_t\left(1+(q-1)\frac{m_t}{T}\right)^{-q/(q-1)},$$

которая называется термодинамически согласованной функцией Цаллиса в настоящей работе. Для краткости, иногда это уравнение называется распределением Цаллиса в настоящей работе, когда оно относится к функции в уравнении (3). Важно отметить, что константа нормализации C_q в уравнении (3) линейно связана с объемом (V) системы в работах [9, 10]: $C_q = gV/(2\pi)^3$, где g — коэффициент вырождения [9, 10]. Коэффициент вырождения g равен 3, 4 и 2 для пионов, каонов и протонов соответственно. Значения параметра T, извлеченные из функций распределения Цаллиса, приведенных в уравнениях (2) и (3) — это только эффективные температуры, содержащие вклады как теплового движения частиц, так и коллективного потока расширяющейся материи или файрбола (если таковой имеется). Для разделения эффектов теплового движения и коллективного потока (коллективная) поперечная скорость потока включается (внедряется) в функцию распределения Цаллиса. В работах [10, 26] показано, что термодинамически согласованная функция распределения Цаллиса в уравнении (3) приводит к меньшим значениям извлеченных температур по сравнению с простым распределением Цаллиса без термодинамического согласия в уравнении (2), что связано с дополнительным фактором m_t в уравнении (3).

Сравнивая функции, приведенные в уравнениях (1) и (2), можно увидеть их математическую эквивалентность при $n = 1/(q-1)$ и $p_0 = nT$. Большие значения параметра n соответствуют меньшим значениям q. Для кварк-кваркового точечного рассеяния $n \approx 4$, и параметр n растет при участии нескольких центров рассеяния [34, 35, 6]. Параметр n может принимать значения вплоть до 20 для протонов [6]. Чтобы включить параметр температуры T, функцию в уравнении (1) можно переписать, заменив $p_0 = nT$:

$$\frac{d^2N}{2\pi N_{ev}p_t dp_t dy} = C\left(1+\frac{m_t}{nT}\right)^{-n}. \quad (4)$$

В настоящей работе рассматривается простейший способ включения коллективного поперечного потока в уравнение (4) с помощью простого преобразования $m_t \to \langle\gamma_t\rangle\ (m_t - p_t\langle\beta_t\rangle)$, как это делается также в [11, 25, 26]. Затем уравнение (4) преобразуется в выражение

$$\frac{d^2N}{2\pi N_{ev}p_t dp_t dy} = \quad (5)$$
$$= C\left(1+\langle\gamma_t\rangle\frac{(m_t - p_t\langle\beta_t\rangle)}{nT}\right)^{-n},$$

где $\langle\gamma_t\rangle = 1/\sqrt{1-\langle\beta_t\rangle^2}$, $\langle\beta_t\rangle$ — средняя скорость поперечного расширения (потока). Мы называем эту функцию в уравнении (5) формулой Хагедорна с встроенным поперечным потоком в настоящей работе. Важно отметить, что та же формула, как в уравнении (5), была получена и успешно применена в работах [11, 25, 26]. Эта упрощенная феноменологическая модель, представленная функцией в (5), весьма полезна, так как она позволяет сравнивать различные системы столкновений при различных $(s_{nn})^{1/2}$, используя всего лишь несколько параметров [25, 26].

Таблица 2. Сравнение параметров C_q, q и T, полученных из комбинированного минимума χ^2 фитирования с термодинамически согласованной функцией распределения Цаллиса (уравнение (3)) спектров поперечного импульса заряженных пионов и каонов, протонов и антипротонов в $p+p$-соударениях при $(s)^{1/2} = 2.76$, 5.02 и 7 ТэВ с использованием идентичных оптимальных диапазонов фитирования p_t (в ходе процедур фитирования были наложены ограничения на параметры $q > 0$ и $0.01 < T < 0.500$ ГэВ)

Интервалы комбинированного фитирования p_t: [0.5–3.0] ГэВ/c для $\pi^+ + \pi^-$; [0.5–5.0] ГэВ/c для $K^+ + K^-$ и $p + \bar{p}$				
Тип столкновения	Параметр	$\pi^+ + \pi^-$	$K^+ + K^-$	$p + \bar{p}$
$p+p$, 2.76 ГэВ	C_q, c^4/ГэВ^3	210 ± 11	80 ± 5	199 ± 14
	q	1.142 ± 0.001	1.145 ± 0.001	1.117 ± 0.001
	T, МэВ		92 ± 1	
	χ^2/ndf (ndf)		0.25 (97)	
$p+p$, 5.02 ГэВ	C_q, c^4/ГэВ^3	234 ± 15	88 ± 6	188 ± 16
	q	1.153 ± 0.002	1.157 ± 0.001	1.130 ± 0.002
	T, МэВ		91 ± 2	
	χ^2/ndf (ndf)		1.03 (82)	
$p+p$, 7 ГэВ	C_q, c^4/ГэВ^3	197 ± 9	68 ± 4	144 ± 9
	q	1.148 ± 0.003	1.158 ± 0.001	1.126 ± 0.002
	T, МэВ		98 ± 2	
	χ^2/ndf (ndf)		0.21 (103)	

3. ПРОЦЕДУРЫ, АНАЛИЗ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Хорошо известно, что область $p_t < 0.5$ ГэВ/c имеет большой вклад от резонансных распадов (в основном для пионов) [27]. Поэтому мы выбрали оптимальный интервал комбинированного фитирования $p_t \geqslant 0.5$ ГэВ/c для всех видов частиц, как это также делается в работах [25–27], чтобы минимизировать влияние распадов резонансов на спектры частиц. Чтобы исключить влияние различных диапазонов фитирования p_t при сравнении результатов модельного фитирования для трех анализируемых систем соударения, мы выбрали следующие идентичные диапазоны p_t комбинированного фитирования в $p+p$-соударениях при $(s_{nn})^{1/2} = 2.76$, 5.02 и 7 ТэВ: [0.5–3.0] ГэВ/c для $\pi^+ + \pi^-$; [0.5–5.0] ГэВ/c для $K^+ + K^-$ и $p + \bar{p}$. Сравнение параметров C_q, q и T, полученных из одновременного минимума χ^2 фитирования с термодинамически согласованной функцией распределения Цаллиса (уравнение (3)) спектров поперечного импульса заряженных пионов, каонов, протонов и антипротонов в $p+p$-соударениях при $(s)^{1/2} = 2.76$, 5.02 и 7 ТэВ в указанных выше идентичных диапазонах фитирования p_t, представлены в табл. 2. Сравнение тех же параметров с использованием тех же идентичных диапазонов фитирования p_t, что и в табл. 2, но извлеченных из независимых минимум χ^2 фитирований p_t-спектров каждого вида частиц с термодинамически согласованной функцией распределения Цаллиса, показано в табл. 3. Сравнение параметров C, $\langle\beta_t\rangle$, n и T, полученных в тех же соударениях и с использованием тех же диапазонов фитирования в p_t, что и в табл. 2, полученных из комбинированного минимума χ^2 фитирования по формуле Хагедорна со встроенным поперечным потоком (уравнение (5)), приведено в табл. 4.

Полученные кривые комбинированного минимума χ^2 фитирования с термодинамически согласованной функцией распределения Цаллиса (уравнение (3)) экспериментальных спектров поперечного импульса заряженных частиц в идентичных диапазонах p_t ([0.5–3.0] ГэВ/c для $\pi^+ + \pi^-$; [0.5–5.0] ГэВ/c для $K^+ + K^-$ и $p + \bar{p}$) в $p+p$-соударениях при $(s)^{1/2} = 2.76$, 5.02 и 7 ТэВ показаны на рис. 1. На рис. 2 представлены результирующие кривые комбинированного минимума χ^2 фитирования по формуле Хагедорна с вложенным поперечным потоком (уравнение (5)) экспериментальных спектров поперечного импульса заряженных частиц в тех же системах столкновений и идентичных интервалах фитирования p_t.

Таблица 3. То же, что в табл. 2, но для независимых минимумов χ^2 фитирований p_t спектров каждого вида частиц с термодинамически согласованной функцией распределения Цаллиса (уравнение (3))

Интервалы независимого фитирования p_t: [0.5–3.0] ГэВ/c для $\pi^+ + \pi^-$; [0.5–5.0] ГэВ/c для $K^+ + K^-$ и $p + \bar{p}$				
Тип столкновения	Параметр	$\pi^+ + \pi^-$	$K^+ + K^-$	$p + \bar{p}$
$p + p$, 2.76 ТэВ	C_q, c^4/ГэВ^3	283 ± 14	48 ± 3	210 ± 33
	q	1.149 ± 0.001	1.136 ± 0.001	1.118 ± 0.001
	T, МэВ	85 ± 1	105 ± 1	92 ± 3
	χ^2/ndf (ndf)	0.09 (27)	0.082 (34)	0.28 (34)
$p + p$, 5.02 ТэВ	C_q, c^4/ГэВ^3	333 ± 17	44 ± 5	200 ± 24
	q	1.161 ± 0.001	1.145 ± 0.002	1.131 ± 0.001
	T, МэВ	83 ± 1	108 ± 3	90 ± 2
	χ^2/ndf (ndf)	0.32 (22)	0.99 (29)	0.25 (29)
$p + p$, 7 ТэВ	C_q, c^4/ГэВ^3	268 ± 11	56 ± 4	94 ± 12
	q	1.156 ± 0.001	1.155 ± 0.001	1.121 ± 0.002
	T, МэВ	90 ± 1	103 ± 2	107 ± 3
	χ^2/ndf (ndf)	0.06 (27)	0.15 (37)	0.24 (37)

Таблица 4. Сравнение параметров C, $\langle\beta_t\rangle$, n и T, полученных в тех же системах соударений и с использованием тех же интервалов фитирования p_t, что и в табл. 2, извлеченных из комбинированного минимума χ^2 фитирования формулой Хагедорна со встроенным поперечным потоком (уравнение (5)) (c обозначает скорость света в вакууме)

Интервалы комбинированного фитирования p_t: [0.5–3.0] ГэВ/c для $\pi^+ + \pi^-$; [0.5–5.0] ГэВ/c для $K^+ + K^-$ и $p + \bar{p}$						
Тип столкновения	Вид частиц	C, (ГэВ/c)$^{-2}$	n	$\langle\beta_t\rangle$ (в единицах c)	T, МэВ	χ^2/ndf (ndf)
$p + p$, 2.76 ТэВ	$\pi^+ + \pi^-$	29 ± 2	7.34 ± 0.11	0 ± 0.020	122 ± 4	0.21 (96)
	$K^+ + K^-$	11 ± 1	7.12 ± 0.07			
	$p + \bar{p}$	27 ± 3	9.05 ± 0.08			
$p + p$, 5.02 ТэВ	$\pi^+ + \pi^-$	31 ± 2	6.79 ± 0.19	0 ± 0.028	121 ± 6	0.83 (81)
	$K^+ + K^-$	11 ± 1	6.57 ± 0.07			
	$p + \bar{p}$	25 ± 3	8.09 ± 0.09			
$p + p$, 7 ТэВ	$\pi^+ + \pi^-$	28 ± 1	7.04 ± 0.19	0 ± 0.018	130 ± 4	0.15 (102)
	$K^+ + K^-$	9 ± 1	6.51 ± 0.05			
	$p + \bar{p}$	20 ± 2	8.34 ± 0.16			

Как видно из рис. 1 и 2 и χ^2/ndf значения в табл. 2, 3 и 4, термодинамически согласованная функция распределения Цаллиса (уравнение (3)), а также формула Хагедорна со встроенным поперечным потоком (уравнение (5)) достаточно хорошо описывают экспериментальные спектры поперечного импульса заряженных пионов и каонов, протонов и антипротонов в оптимальном идентичном интервале фитирования p_t в $p + p$-соударениях при $(s)^{1/2} = 2.76$, 5.02 и 7 ТэВ. Как видно из табл. 2 и 3, приближенное равенство извлеченного параметра q для пионов и каонов (q(пионы) $\approx q$(каоны)) и соотношение q(мезоны) $> q$(барионы) получается

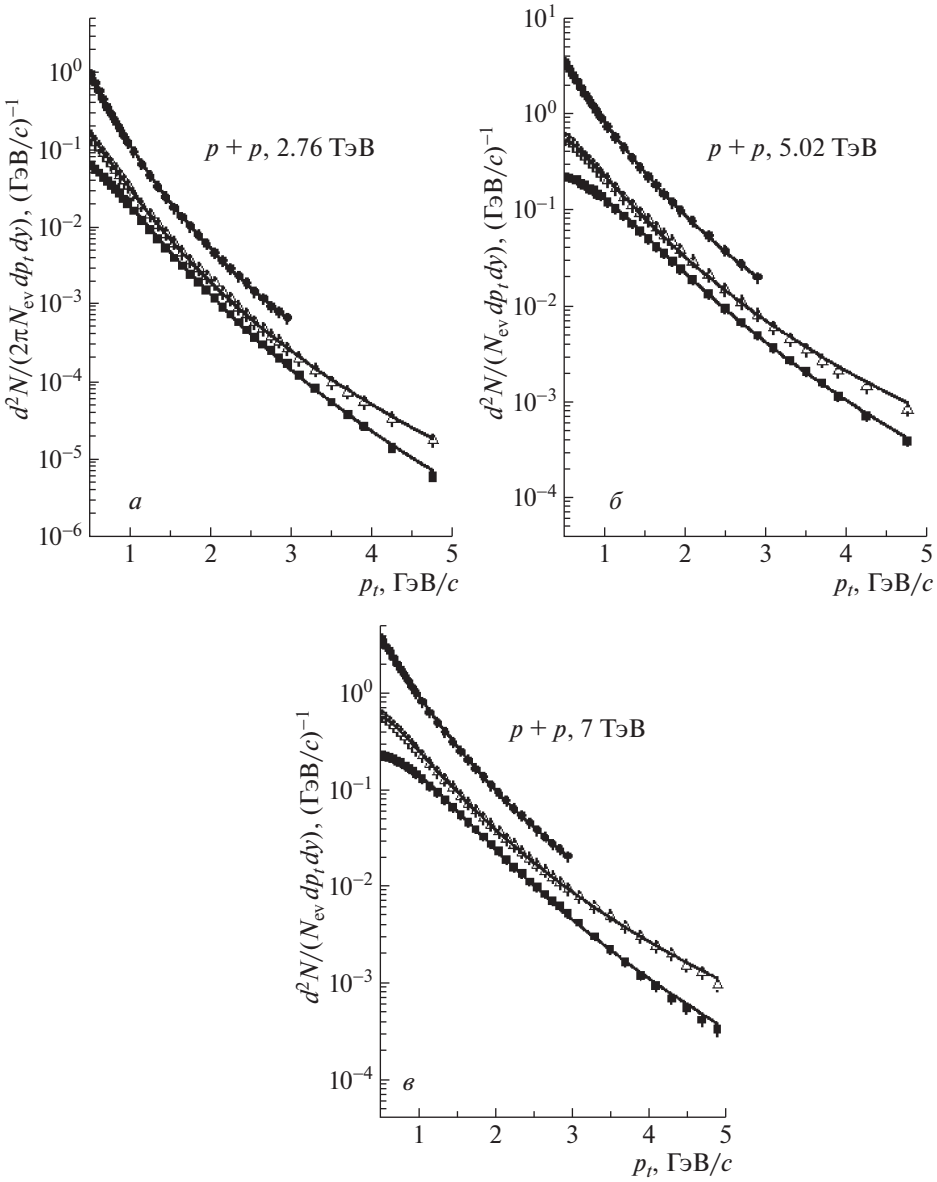

Рис. 1. Экспериментальные спектры поперечного импульса заряженных ($\pi^+ + \pi^-$) пионов (•), заряженных ($K^+ + K^-$) каонов (△), протонов и антипротонов ($p + \bar{p}$) (■) в оптимальном идентичном интервале фитирования p_t в $p + p$-соударениях при $(s)^{1/2} = 2.76$ ТэВ (*а*), 5.02 ТэВ (*б*), 7 ТэВ (*в*). Сплошные кривые — результаты комбинированного минимума χ^2 фитирования термодинамически согласованной функцией распределения Цаллиса (уравнение (3)) экспериментальных спектров поперечного импульса заряженных частиц. (Вертикальные ошибки представляют собой объединенные статистические и систематические ошибки (добавленные в квадрате); статистические ошибки незначительны, а размеры ошибок сопоставимы с размерами символов. То же для рис. 2–4).

при фитировании спектров поперечного импульса частиц к термодинамически согласованной функции распределения Цаллиса (уравнение (3)) в оптимальных идентичных диапазонах фитирования p_t в $p + p$-соударениях при $(s)^{1/2} = 2.76$, 5.02 и 7 ТэВ. Близость значений q для пионов и каонов и четкое разделение значений q для мезонов (пионов и каонов) и барионов ((анти)протонов), выраженное соотношением q(мезоны) $>$ q(барионы), наблюдались также в недавней работе [26], в которой p_t распределение заряженных частиц анализировалось с применением функции распределения Цаллиса в расширенных диапазонах p_t (до 20 ГэВ/c) в неупругих $p + p$-соударениях при $(s)^{1/2} = 2.76$ и 5.02 ТэВ. Как видно из табл. 2, значение q увеличивается систематически для всех видов частиц с увеличением $(s)^{1/2}$ в $p + p$-соударениях с 2.76 до 5.02 ТэВ, и значение q остается практически по-

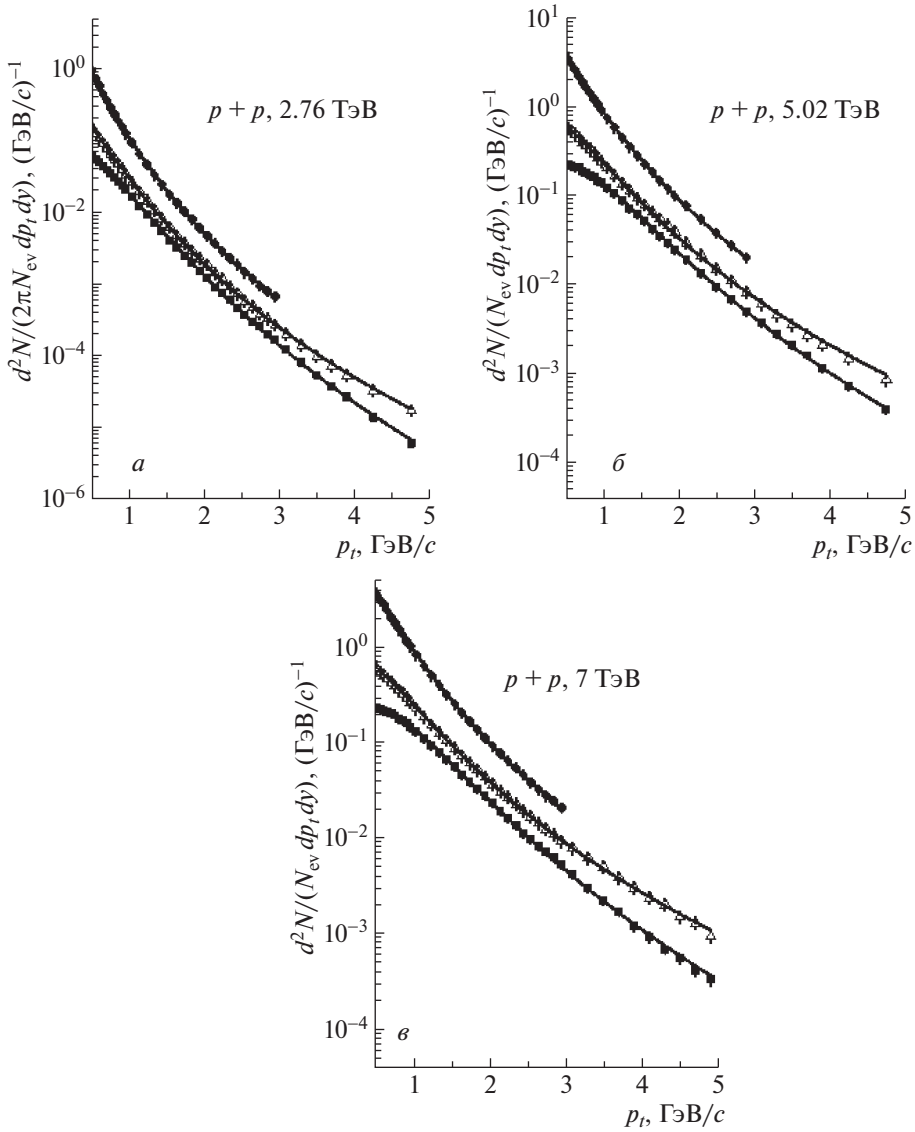

Рис. 2. Экспериментальные спектры поперечного импульса заряженных ($\pi^+ + \pi^-$) пионов (•), заряженных ($K^+ + K^-$) каонов (△), протонов и антипротонов ($p + \bar{p}$) (■) в оптимальном идентичном интервале фитирования p_t в $p + p$-соударениях $(s)^{1/2} = 2.76$ ТэВ (*а*), 5.02 ТэВ (*б*), 7 ТэВ (*в*). Сплошные кривые — результаты одновременного минимума χ^2 фитирования формулой Хагедорна со встроенным поперечным потоком (уравнение (5)) экспериментальных спектров поперечного импульса заряженных частиц. Обозначение ошибок то же, что на рис. 1.

стоянным в пределах ошибок в интервале энергий $(s)^{1/2} = 5$–7 ТэВ, что, вероятно, указывает на насыщение и предельное поведение значения q в $p + p$-соударениях при $(s)^{1/2} > 5$ ТэВ. Аналогичное увеличение значения параметра q, последовательно для всех видов частиц, с увеличением энергии $(s)^{1/2}$ $p + p$-соударений с 2.76 до 5.02 ТэВ наблюдалось и в недавней работе [26]. Последовательное увеличение параметра неэкстенсивности q для всех видов частиц с увеличением энергии $(s)^{1/2}$ $p + p$-столкновений с 2.76 до 5.02 ТэВ в работе [26] объясняется тем, что более сильные и быстрые $p + p$-столкновения при $(s)^{1/2} = 5.02$ ТэВ приводят к меньшей степени термализации (более высокой степени неравновесности) по сравнению с $p + p$-столкновениями при $(s)^{1/2} = 2.76$ ТэВ. Насыщение и предельное поведение величины q, наблюдаемые в настоящей работе в $p + p$-соударениях в диапазоне $(s)^{1/2} > 5$ ТэВ, позволяют предположить, что степень термализации и неравновесности системы в $p + p$-соударениях при $(s)^{1/2} > 5$ ТэВ достигают своего предельного значения. Как видно из табл. 2, полученная глобальная эффективная температура T совпадает в пределах ошибок фитирования в

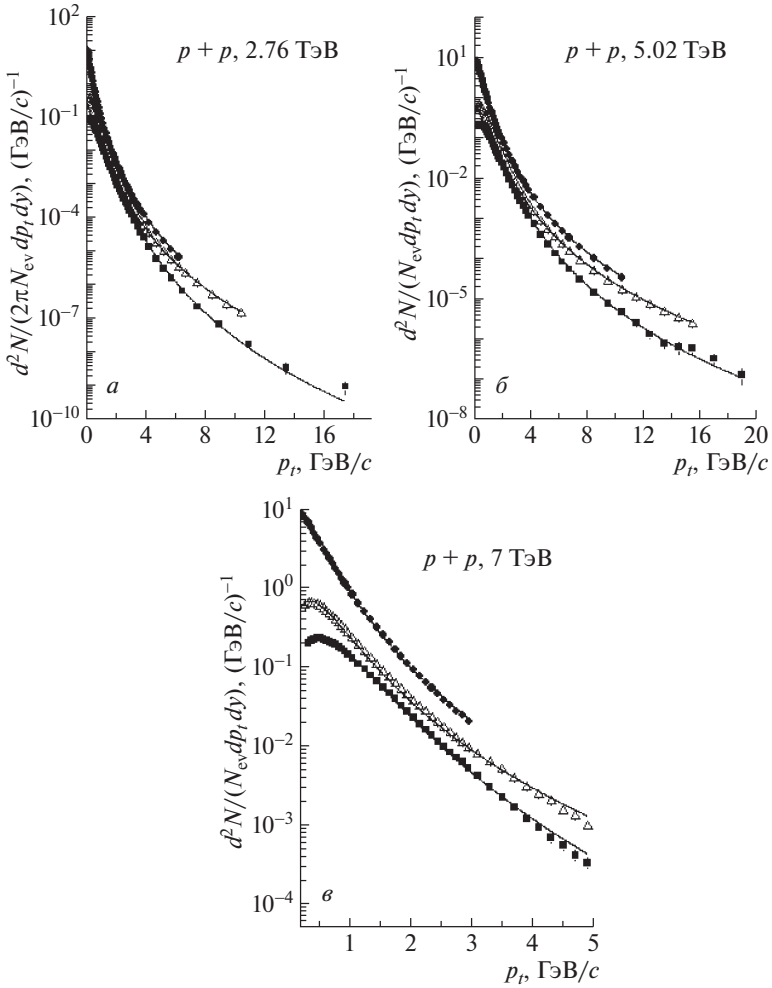

Рис. 3. Экспериментальные спектры поперечного импульса заряженных ($\pi^+ + \pi^-$) пионов (•), заряженных ($K^+ + K^-$) каонов (△), протонов и антипротонов ($p + \bar{p}$) (■) в полном измеренном p_t диапазоне в $p + p$-соударениях $(s)^{1/2} = 2.76$ ТэВ (*а*), 5.02 ТэВ (*б*), 7 ТэВ (*в*). Сплошные кривые — результаты комбинированного минимума χ^2 фитирования термодинамически согласованной функцией распределения Цаллиса (уравнение (3)) экспериментальных спектров поперечного импульса заряженных частиц. Обозначение ошибок то же, что на рис. 1.

$p + p$-соударениях при $(s)^{1/2} = 2.76$ и 5.02 ТэВ. Извлеченное значение T в $p + p$-соударениях при $(s)^{1/2} = 7$ ТэВ, как видно из табл. 2, также совпадает в пределах двойных ошибок фитирования со значениями параметра T в $p + p$-соударениях при $(s)^{1/2} = 2.76$ и 5.02 ТэВ.

По сравнению с комбинированным фитированием с помощью распределения Цаллиса спектров заряженных пионов и каонов, анти(протонов) в каждом типе столкновений в настоящей работе, в работе [36] функция Цаллиса была использована для фитирования экспериментальных p_t распределений одного вида частиц — отрицательных пионов в $p + p$-соударениях в диапазоне энергий $6.3 < (s)^{1/2} < 7000$ ГэВ. Увеличение параметра q и медленное уменьшение параметра T с увеличением энергии столкновения $(s)^{1/2}$ наблюдалось в работе [36]. В работе [14] простая функция распределения Цаллиса (без термодинамической согласованности) была применена отдельно к экспериментальным спектрам поперечного импульса пионов, каонов и анти(протонов) в $p + p$-соударениях в диапазоне энергий $(s)^{1/2} = 62$–7000 ГэВ. В работе [14] было показано, что полученные параметры Цаллиса демонстрируют некоторую зависимость от энергии системы центра масс и вида частиц (массы). Однако эти зависимости не всегда были однозначными [14]. Как мезонная, так и барионная компоненты оказались неэкстенсивными. Кроме этого, была получена массово упорядоченная иерархия для параметра T [14]. В работе [17] было получено, что мера неэкстенсивности $q - 1$ уменьшается с увеличением массы адрона, показывая, что адроны с большей массой имеют меньшее отклонение от экспоненциального распределения

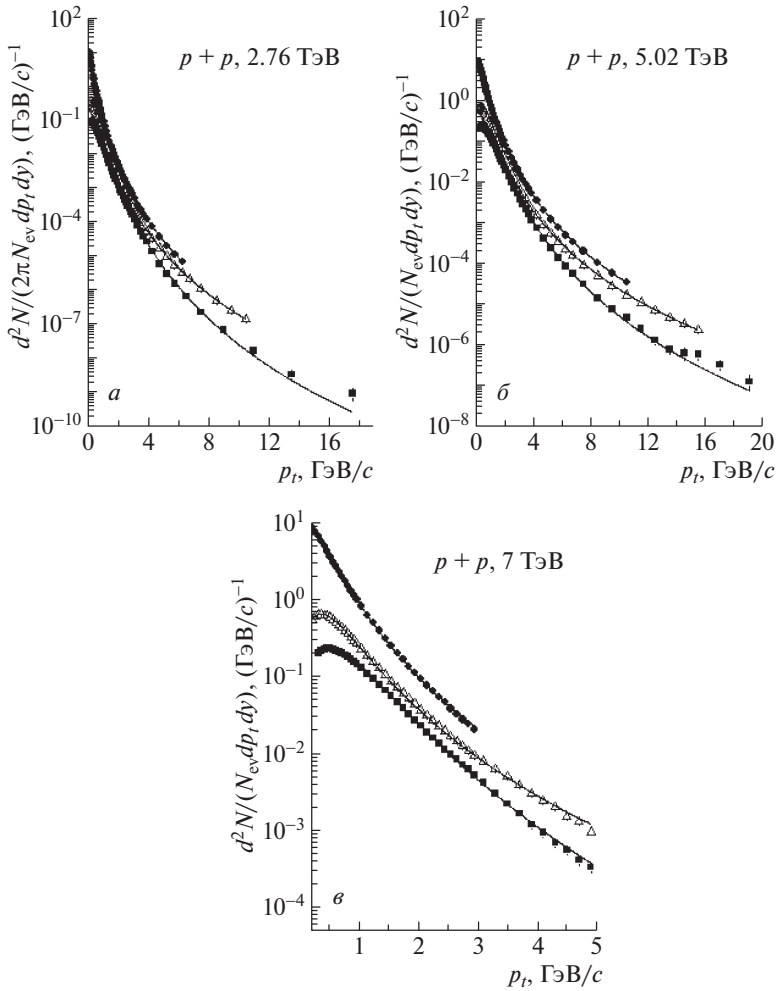

Рис. 4. Экспериментальные спектры поперечного импульса заряженных ($\pi^+ + \pi^-$) пионов (●), заряженных ($K^+ + K^-$) каонов (△), протонов и антипротонов ($p + \bar{p}$) (■) в полном измеренном p_t диапазоне в $p + p$-соударениях $(s)^{1/2} = 2.76$ ТэВ (*а*), 5.02 ТэВ (*б*), 7 ТэВ (*в*). Сплошные кривые — результаты комбинированного минимума χ^2 фитирования формулой Хагедорна со встроенным поперечным потоком (уравнение (5)) экспериментальных спектров поперечного импульса заряженных частиц. Обозначение ошибок то же, что на рис. 1.

Больцмана–Гиббса с $q = 1$. Этот результат согласуется с соотношением q(барионы) $< q$(мезоны), полученным в настоящей работе и в работе [26].

Как видно из табл. 4, практически никакого коллективного поперечного потока не наблюдается в $p + p$-соударениях при $(s)^{1/2} = 2.76$, 5.02 и 7 ТэВ при комбинированном фитировании p_t распределений заряженных пионов и каонов, протонов и антипротонов в оптимальном идентичном p_t интервале формулой Хагедорна со встроенным поперечным потоком (уравнение (5)) в данной системе столкновений. Практически никакого коллективного поперечного потока не было получено и в недавней работе [26] в $p + p$-соударениях при $(s)^{1/2} = 2.76$ и 5.02 при комбинированном фитировании p_t распределений заряженных пионов и каонов, протонов и антипротонов в оптимальном идентичном p_t интервале формулой Хагедорна со встроенным поперечным потоком (уравнение (5)) в расширенном диапазоне p_t (до 20 ГэВ/c). Здесь необходимо привести результаты работы [37], в которой идентифицированные спектры частиц в $p + p$-соударениях от РКТИ до БАК были исследованы с использованием модели взрывной волны Цаллиса (TBW). Радиальный поток не был получен в $p + p$-соударениях при энергиях ниже $(s)^{1/2} = 900$ ГэВ. Однако было показано, что радиальная скорость потока достигает среднего значения $\beta = 0.320 \pm 0.005$ в $p + p$-соударениях при более высокой энергии БАК, 7 ТэВ, с использованием модели взрывной волны Цаллиса (гидродинамическая модель взрывной волны, включенная в функцию распределения Цаллиса) в работе [37]. Хотя некоторые указания относительно возможного

возникновения коллективного радиального потока в $p+p$-соударениях при энергиях БАК были даны в [37, 38], анализируя спектры частиц с помощью гидродинамической (взрывной) модели, включенной в функцию распределения Цаллиса, все же нельзя исключить сценарий, когда в таких сильных и быстрых $p+p$-соударениях при сверхвысоких энергиях на БАК не создается термализованная система с коллективным потоком. Хотя некоторые исследователи утверждают, что систематическое наблюдение выхода более тяжелых частиц при более высоком поперечном импульсе [19, 39, 40] (массовый эффект) является признаком коллективного потока, однако большие флуктуации температуры и/или создание мини-струй в полужестких процессах могут создавать аналогичные особенности, которые напоминают эффект коллективного потока [41–43].

Как видно из табл. 4, извлеченные значения параметра n заметно уменьшаются для всех рассматриваемых типов частиц при переходе от $p+$ $+p$-столкновений при $(s)^{1/2} = 2.76$ ТэВ к $p+p$-столкновениям при $(s)^{1/2} = 5.02$ ТэВ, тогда как параметр n остается практически постоянным в пределах ошибок фитирования в диапазоне энергий столкновений $(s)^{1/2} = 5$–7 ТэВ. Это согласуется с приведенным выше результатом из табл. 2, в которой значение q последовательно возрастает для всех видов частиц с увеличением $(s)^{1/2}$ $p+p$-столкновений от 2.76 до 5.02 ТэВ, оставаясь практически постоянным в пределах погрешностей фитирования в диапазоне $(s)^{1/2} = 5$–7 ТэВ. Уменьшение параметра n с увеличением $(s)^{1/2}$ $p+p$-столкновений с 2.76 до 5.02 ТэВ может свидетельствовать об увеличении вклада точечных кварк-кварковых рассеяний при более высоких энергиях.

Как видно выше, в табл. 2, 3 и 4 представлены результаты анализа p_t спектров заряженных частиц в $p+p$-соударениях при $(s)^{1/2} = 2.76$, 5.02 и 7 ТэВ с помощью модельных функций, приведенных в уравнениях (3) и (5), используя следующий оптимальный идентичный диапазон фитирования p_t: [0.5–3.0] ГэВ/c для $\pi^+ + \pi^-$; [0.5–5.0] ГэВ/c для $K^+ + K^-$ и $p+\bar{p}$. В табл. 5, 6 и 7 представлены результаты аналогичного анализа, как и в таблицах 2, 3 и 4, но с использованием немного отличающегося идентичного диапазона фитирования в p_t: [0.5–3.0] ГэВ/c для $\pi^+ + \pi^-$; [0.2–5.0] ГэВ/c для $K^+ + K^-$ и [0.3–5.0] ГэВ/c для $p+\bar{p}$. Уменьшение нижней границы диапазона фитирования p_t для заряженных каонов и (анти)протонов от значения 0.5 ГэВ/c в табл. 2, 3 и 4 до минимальных измеренных значений p_t — 0.2 и 0.3 ГэВ/c в табл. 5, 6 и 7 было сделано для проверки того, повлияет ли нижний диапазон фитирования $p_t < 0.5$ ГэВ/c, выбранный для заряженных каонов и (анти)протонов, на результаты, полученные в результате анализа данных, представленные в табл. 2, 3 и 4. Нижняя оптимальная граничная величина $p_t = 0.5$ ГэВ/c для заряженных пионов сохраняется в табл. 5, 6 и 7 так же, как и в табл. 2, 3 и 4. Как видно из сравнения полученных параметров в табл. 5, 6 и 7 с соответствующими параметрами в табл. 2, 3 и 4, все извлеченные соответствующие параметры в двух различных диапазонах фитирования p_t совпадают в пределах погрешностей фитирования. Таким образом, результаты, представленные в табл. 5, 6 и 7, полностью подтверждают соответствующие результаты и выводы, полученные выше из анализа табл. 2, 3 и 4.

Чтобы иметь возможность непосредственно сравнивать полученные параметры модели в нескольких системах столкновений, необходимо использовать одни и те же интервалы фитирования p_t во всех сравниваемых системах соударений [27], как это реализовано для $p+p$-столкновений при $(s)^{1/2} = 2.76$, 5.02 и 7 ТэВ в табл. 2, 3 и 4 и табл. 5, 6 и 7. Тем не менее, для проверки вариации полученных значений параметров модели по сравнению с представленными в табл. 2, 3 и 4 и в табл. 5, 6 и 7, мы также использовали полные измеренные диапазоны p_t, которые приведены в табл. 1, для фитирования спектров модельными функциями, представленными в уравнениях (3) и (5). В табл. 8, 9 и 10 приведены результаты аналогичных анализов, приведенных в табл. 5, 6 и 7 соответственно, но с использованием полных измеренных диапазонов p_t (см. табл. 1) (которые различаются в $p+p$-соударениях при $(s)^{1/2} =$ $= 2.76$, 5.02 и 7 ТэВ) для фитирования термодинамически согласованной функцией распределения Цаллиса (уравнение (3)) и формулой Хагедорна со встроенным поперечным потоком (уравнение (5)). Полученные кривые комбинированного минимума χ^2 фитирования термодинамически согласованной функцией распределения Цаллиса (уравнение (3)) экспериментальных спектров поперечного импульса заряженных частиц в полном измеренном диапазоне p_t в $p+p$-соударениях при $(s)^{1/2} =$ $= 2.76$, 5.02 и 7 ТэВ приведены на рис. 3. На рис. 4 представлены результирующие кривые одновременного минимума χ^2 фитирования формулой Хагедорна с встроенным поперечным потоком (уравнение (5)) экспериментальных спектров поперечного импульса заряженных частиц в тех же системах столкновений с использованием полных измеренных интервалов фитирования p_t.

Как видно из рис. 3 и 4 и χ^2/ndf значений в табл. 8, 9 и 10, термодинамически согласованная функция распределения Цаллиса (уравнение

Таблица 5. Сравнение параметров q и T, полученных из комбинированного минимума χ^2 фитирования термодинамически согласованной функцией распределения Цаллиса (уравнение (3)) спектров поперечного импульса заряженных пионов и каонов, протонов и антипротонов в $p+p$-соударениях при $(s)^{1/2} = 2.76$, 5.02 и 7 ТэВ с использованием идентичных оптимальных диапазонов фитирования (в ходе процедур фитирования были наложены ограничения на параметры $q > 0$ и $0.01 < T < 0.500$ ГэВ)

Интервалы комбинированного фитирования p_t: [0.5–3.0] ГэВ/c для $\pi^+ + \pi^-$; [0.2–5.0] ГэВ/c для $K^+ + K^-$ и [0.3–5.0] ГэВ/c для $p + \bar{p}$				
Тип столкновения	Параметр	$\pi^+ + \pi^-$	$K^+ + K^-$	$p + \bar{p}$
$p+p$, 2.76 ТэВ	C_q, c^4/ГэВ^3	207 ± 9	78 ± 4	198 ± 12
	q	1.141 ± 0.001	1.146 ± 0.001	1.117 ± 0.001
	T, МэВ		93 ± 1	
	χ^2/ndf (ndf)		0.25 (107)	
$p+p$, 5.02 ТэВ	C_q, c^4/ГэВ^3	237 ± 12	89 ± 5	194 ± 13
	q	1.153 ± 0.002	1.157 ± 0.001	1.130 ± 0.002
	T, МэВ		91 ± 2	
	χ^2/ndf (ndf)		0.98 (92)	
$p+p$, 7 ТэВ	C_q, c^4/ГэВ^3	207 ± 8	72 ± 3	156 ± 8
	q	1.149 ± 0.002	1.159 ± 0.002	1.127 ± 0.002
	T, МэВ		96 ± 2	
	χ^2/ndf (ndf)		0.20 (113)	

Таблица 6. То же, что в табл. 5, но для независимых минимальных χ^2 фитирований p_t спектров каждого вида частиц термодинамически согласованной функцией распределения Цаллиса (уравнение (3))

Интервалы независимого (отдельного) фитирования p_t: [0.5–3.0] ГэВ/c для $\pi^+ + \pi^-$; [0.2–5.0] ГэВ/c для $K^+ + K^-$ и [0.3–5.0] ГэВ/c для $p + \bar{p}$				
Тип столкновения	Параметр	$\pi^+ + \pi^-$	$K^+ + K^-$	$p + \bar{p}$
$p+p$, 2.76 ТэВ	C_q, c^4/ГэВ^3	283 ± 14	58 ± 2	245 ± 34
	q	1.149 ± 0.001	1.139 ± 0.001	1.119 ± 0.001
	T, МэВ	85 ± 1	101 ± 1	89 ± 3
	χ^2/ndf (ndf)	0.09 (27)	0.12 (40)	0.28 (38)
$p+p$, 5.02 ТэВ	C_q, c^4/ГэВ^3	333 ± 17	67 ± 5	261 ± 34
	q	1.161 ± 0.001	1.152 ± 0.002	1.133 ± 0.002
	T, МэВ	83 ± 1	98 ± 2	85 ± 2
	χ^2/ndf (ndf)	0.32 (22)	1.30 (35)	0.34 (33)
$p+p$, 7 ТэВ	C_q, c^4/ГэВ^3	268 ± 25	67 ± 3	117 ± 15
	q	1.156 ± 0.001	1.158 ± 0.001	1.123 ± 0.002
	T, МэВ	90 ± 1	98 ± 1	103 ± 3
	χ^2/ndf (ndf)	0.057 (27)	0.166 (43)	0.274 (41)

(3)), а также формула Хагедорна с встроенным поперечным потоком (уравнение (5)) достаточно хорошо описывают экспериментальные спектры поперечного импульса заряженных пионов и каонов, протонов и антипротонов в полном измеренном диапазоне p_t в $p+p$-соударениях при $(s)^{1/2} = 2.76$, 5.02 и 7 ТэВ. Как видно из сравнения табл. 8 и 10 с табл. 2 и 4, соответственно, при фитировании в полном измеренном диапазоне p_t (табл. 8 и 10), извлеченные параметры температуры (T) оказались заметно ниже по сравнению со значениями T (табл. 2 и 4), полученными при фитировании в оптимальных идентичных интервалах фитирования p_t. Это, вероятно, связано с

Таблица 7. Сравнение параметров C, $\langle\beta_t\rangle$, n и T, полученных в тех же системах соударения и с использованием тех же интервалов фитирования p_t, что и в табл. 5, извлеченных из комбинированного минимума χ^2 фитирования формулой Хагедорна с встроенным поперечным потоком (уравнение (5))

Интервалы комбинированного фитирования p_t: [0.5–3.0] ГэВ/c для $\pi^+ + \pi^-$; [0.2–5.0] ГэВ/c для $K^+ + K^-$ и [0.3–5.0] ГэВ/c для $p + \bar{p}$						
Тип столкновения	Вид частиц	C, (ГэВ/c)$^{-2}$	n	$\langle\beta_t\rangle$ (в единицах c)	T, МэВ	χ^2/ndf (ndf)
$p+p$, 2.76 ТэВ	$\pi^+ + \pi^-$	28 ± 2	7.36 ± 0.11	0 ± 0.016	123 ± 6	0.23 (106)
	$K^+ + K^-$	11 ± 1	7.10 ± 0.07			
	$p + \bar{p}$	27 ± 3	9.10 ± 0.08			
$p+p$, 5.02 ТэВ	$\pi^+ + \pi^-$	24 ± 2	7.26 ± 0.14	0 ± 0.026	134 ± 6	1.25 (91)
	$K^+ + K^-$	9 ± 1	6.94 ± 0.09			
	$p + \bar{p}$	18 ± 2	8.56 ± 0.10			
$p+p$, 7 ТэВ	$\pi^+ + \pi^-$	24 ± 1	7.37 ± 0.12	0 ± 0.017	138 ± 5	0.21 (112)
	$K^+ + K^-$	8 ± 1	6.74 ± 0.06			
	$p + \bar{p}$	17 ± 2	8.65 ± 0.07			

Таблица 8. Сравнение параметров q и T, полученных из комбинированного минимума χ^2 фитирования термодинамически согласованной функцией распределения Цаллиса (уравнение (3)) спектров поперечного импульса заряженных пионов и каонов, протонов и антипротонов в $p+p$-соударениях при $(s)^{1/2} = 2.76$, 5.02 и 7 ТэВ с использованием полных измеренных диапазонов p_t (в ходе процедур фитирования были наложены ограничения на параметры $q > 0$ и $0.01 < T < 0.500$ ГэВ)

Тип столкновения	Параметр	$\pi^+ + \pi^-$	$K^+ + K^-$	$p + \bar{p}$
$p+p$, 2.76 ТэВ	Интервалы фитирования p_t, ГэВ/c	[0.1–6.5]	[0.2–11.0]	[0.3–18.0]
	C_q, c^4/ГэВ^3	376 ± 15	136 ± 7	524 ± 36
	Q	1.148 ± 0.001	1.152 ± 0.001	1.119 ± 0.001
	T, МэВ		81 ± 1	
	χ^2/ndf (ndf)		1.43 (144)	
$p+p$, 5.02 ТэВ	Интервалы фитирования p_t, ГэВ/c	[0.1–11.0]	[0.2–16.0]	[0.3–20.0]
	C_q, c^4/ГэВ^3	298 ± 13	108 ± 5	235 ± 15
	Q	1.151 ± 0.001	1.156 ± 0.001	1.131 ± 0.001
	T, МэВ		87 ± 1	
	χ^2/ndf (ndf)		4.11 (146)	
$p+p$, 7 ТэВ	Интервалы фитирования p_t, ГэВ/c	[0.1–3.0]	[0.2–5.0]	[0.3–5.0]
	C_q, c^4/ГэВ^3	548 ± 32	191 ± 14	544 ± 52
	Q	1.170 ± 0.002	1.177 ± 0.001	1.140 ± 0.001
	T, МэВ		74 ± 1	
	χ^2/ndf (ndf)		1.32 (124)	

использованием низкого интервала фитирования p_t ($p_t < 0.5$ ГэВ/c) для спектров пионов в табл. 8 и 10 по сравнению с оптимальным диапазоном фитирования $p_t > 0.5$ ГэВ/c, использованном для спектров пионов в табл. 2 и 4. Как видно из табл. 10, очень незначительная коллективная поперечная скорость потока (равная нулю в пределах ошибок) получена в $p+p$-соударениях при $(s)^{1/2} = 2.76$ и 5.02 ТэВ.

В табл. 11 представлены результаты аналогичного анализа, как и в табл. 10, но извлеченные из независимых минимум χ^2 фитирований p_t спектров каждого вида частиц формулой Хагедорна с встроенным поперечным потоком (уравнение (5)).

Таблица 9. То же, что в табл. 8, но для независимых минимум χ^2 фитирований p_t спектров каждого вида частиц термодинамически согласованной функцией распределения Цаллиса (уравнение (3))

Тип столкновения	Параметр	$\pi^+ + \pi^-$	$K^+ + K^-$	$p + \bar{p}$
$p + p$, 2.76 ТэВ	Диапазоны фитирования p_t, ГэВ/c	[0.1–6.5]	[0.2–11.0]	[0.3–18.0]
	C_q, c^4/ГэВ^3	437 ± 25	65 ± 2	216 ± 23
	q	1.151 ± 0.002	1.142 ± 0.001	1.117 ± 0.002
	T, МэВ	78 ± 1	97 ± 1	91 ± 2
	χ^2/ndf (ndf)	2.19 (48)	0.14 (48)	0.41 (46)
$p + p$, 5.02 ТэВ	Диапазоны фитирования p_t, ГэВ/c	[0.1–11.0]	[0.2–16.0]	[0.3–20.0]
	C_q, c^4/ГэВ^3	352 ± 24	60 ± 3	207 ± 16
	q	1.153 ± 0.001	1.148 ± 0.001	1.130 ± 0.001
	T, МэВ	84 ± 2	101 ± 1	90 ± 1
	χ^2/ndf (ndf)	7.49 (48)	1.19 (48)	0.42 (48)
$p + p$, 7 ТэВ	Диапазоны фитирования p_t, ГэВ/c	[0.1–3.0]	[0.2–5.0]	[0.3–5.0]
	C_q, c^4/ГэВ^3	738 ± 50	67 ± 3	117 ± 15
	q	1.180 ± 0.002	1.158 ± 0.001	1.123 ± 0.003
	T, МэВ	67 ± 2	98 ± 1	103 ± 3
	χ^2/ndf (ndf)	1.29 (38)	0.17 (43)	0.27 (41)

Таблица 10. Сравнение параметров C, $\langle\beta_t\rangle$, n и T, полученных в тех же системах соударения и с использованием тех же диапазонов фитирования p_t, что и в табл. 8, извлеченных из комбинированного (одновременного) минимума χ^2 фитирования формулой Хагедорна с встроенным поперечным потоком (уравнение (5))

Тип столкновения	Вид частиц	Диапазон фитирования p_t, ГэВ/c	C, (ГэВ/c)$^{-2}$	n	$\langle\beta_t\rangle$ (в единицах c)	T, МэВ	χ^2/ndf (ndf)
$p + p$, 2.76 ТэВ	$\pi^+ + \pi^-$	[0.1–6.5]	37 ± 1	7.14 ± 0.05	0.018 ± 0.015	111 ± 3	0.51 (143)
	$K^+ + K^-$	[0.2–11.0]	14 ± 1	6.90 ± 0.03			
	$p + \bar{p}$	[0.3–18.0]	39 ± 3	8.80 ± 0.05			
$p + p$, 5.02 ТэВ	$\pi^+ + \pi^-$	[0.1–11.0]	35 ± 1	6.84 ± 0.03	0.016 ± 0.018	116 ± 3	1.69 (145)
	$K^+ + K^-$	[0.2–16.0]	13 ± 1	6.63 ± 0.03			
	$p + \bar{p}$	[0.3–20.0]	28 ± 2	8.04 ± 0.06			
$p + p$, 7 ТэВ	$\pi^+ + \pi^-$	[0.1–3.0]	49 ± 2	6.18 ± 0.08	0.081 ± 0.017	96 ± 3	0.50 (123)
	$K^+ + K^-$	[0.2–5.0]	19 ± 2	5.99 ± 0.04			
	$p + \bar{p}$	[0.3–5.0]	58 ± 7	7.83 ± 0.06			

Как видно из табл. 11, в $p + p$-соударениях при $(s)^{1/2} = 2.76$, 5.02 и 7 ТэВ практически наблюдается нулевая скорость коллективного поперечного потока. Температуры, извлеченные для пионов из независимых минимум χ^2 фитирований в табл. 11, совпадают в пределах ошибок с соответствующими общими температурами в табл. 10, извлеченными из одновременных фитирований p_t спектров различных видов частиц в $p + p$-соударениях при $(s)^{1/2} = 2.76$, 5.02 и 7 ТэВ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получено приближенное равенство извлеченного параметра неэкстенсивности q для пионов и каонов (q(пионы) $\approx q$(каоны)) и соотношение q(мезоны) $> q$(барионы) путем фитирования спектров поперечного импульса частиц термодинамически согласованной функцией распределения Цаллиса в оптимальных идентичных интервалах фитирования p_t в $p + p$-соударениях при $(s)^{1/2} = 2.76$, 5.02 и 7 ТэВ.

Параметр q, извлеченный из комбинированно-

Таблица 11. То же, что в табл. 10, но для независимого минимума χ^2 фитирования формулой Хагедорна с встроенным поперечным потоком (уравнение (5))

Тип столкновения	Параметр	$\pi^+ + \pi^-$	$K^+ + K^-$	$p + \bar{p}$
$p+p$, 2.76 ТэВ	Диапазон фитирования p_t, ГэВ/c	[0.1–6.5]	[0.2–11.0]	[0.3–18.0]
	C, (ГэВ/c)$^{-2}$	39 ± 3	11 ± 1	38 ± 15
	$\langle\beta_t\rangle$ (в единицах c)	0 ± 0.122	0.055 ± 0.033	0 ± 0.041
	n	7.05 ± 0.07	7.15 ± 0.06	8.71 ± 0.19
	T, МэВ	111 ± 15	115 ± 7	112 ± 13
	χ^2/ndf (ndf)	0.56 (47)	0.15 (47)	0.41 (45)
$p+p$, 5.02 ТэВ	Диапазоны фитирования p_t, ГэВ/c	[0.1–11.0]	[0.2–16.0]	[0.3–20.0]
	C, (ГэВ/c)$^{-2}$	37 ± 3	9 ± 1	35 ± 9
	$\langle\beta_t\rangle$ (в единицах c)	0 ± 0.163	0 ± 0.048	0 ± 0.029
	n	6.78 ± 0.05	6.94 ± 0.08	7.82 ± 0.09
	T, МэВ	116 ± 21	133 ± 11	111 ± 9
	χ^2/ndf (ndf)	2.18 (47)	0.92 (47)	0.42 (47)
$p+p$, 7 ТэВ	Диапазоны фитирования p_t, ГэВ/c	[0.1–3.0]	[0.2–5.0]	[0.3–5.0]
	C, (ГэВ/c)$^{-2}$	50 ± 6	9 ± 1	19 ± 9
	$\langle\beta_t\rangle$ (в единицах c)	0 ± 0.158	0 ± 0.039	0 ± 0.050
	n	6.06 ± 0.13	6.57 ± 0.09	8.46 ± 0.34
	T, МэВ	102 ± 20	132 ± 10	134 ± 20
	χ^2/ndf (ndf)	0.52 (37)	0.12 (42)	0.29 (40)

го фитирования термодинамически согласованной функцией Цаллиса, увеличивается систематически для всех видов частиц с увеличением $(s)^{1/2}$ в $p+$ $+p$-соударениях с 2.76 до 5.02 ТэВ, оставаясь практически постоянным в пределах ошибок фитирования в интервале энергий $(s)^{1/2} = 5$–7 ТэВ, что, вероятно, свидетельствует о насыщении и предельном поведении значения q в $p+p$-соударениях при $(s)^{1/2} > 5$ ТэВ. Установлено, что полученная глобальная эффективная температура T совпадает в пределах ошибок фитирования в $p+p$-соударениях при $(s)^{1/2} = 2.76$ и 5.02 ТэВ. Извлеченное значение параметра T в $p+p$-соударениях при $(s)^{1/2} = 7$ ТэВ оказалось также совпадающим в пределах двойных ошибок фитирования с значениями параметра T в $p+p$-соударениях при $(s)^{1/2} = 2.76$ и 5.02 ТэВ.

Установлено уменьшение параметра n функции Хагедорна с встроенным поперечным потоком с увеличением энергии $(s)^{1/2}$ $p+p$-столкновений от 2.76 до 5.02 ТэВ, что, вероятно, указывает на увеличение вклада точечных кварк-кварковых рассеяний при более высоких энергиях столкновений.

Практически нулевая скорость поперечного потока получена в $p+p$-соударениях при $(s)^{1/2} =$ $= 2.76$, 5.02 и 7 ТэВ из минимума χ^2 фитирований p_t распределений анализируемых частиц формулой Хагедорна с встроенным поперечным потоком.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C. Tsallis, J. Stat. Phys. **52**, 479 (1988).
2. C. Tsallis, Eur. Phys. J. A **40**, 257 (2009).
3. J. Cleymans and D. Worku, J. Phys. G **39**, 025006 (2012).
4. I. Sena and A. Deppman, Eur. Phys. J. A **49**, 17 (2013).
5. A. Adare *et al.* (PHENIX Collab.), Phys. Rev. D **83**, 052004 (2011).
6. P. K. Khandai, P. Sett, P. Shukla, and V. Singh, Int. J. Mod. Phys. A **28**, 1350066 (2013).
7. C.-Y. Wong and G. Wilk, Acta Phys. Pol. B **43**, 2047 (2012).
8. J. Cleymans, G. I. Lyrasov, A. S. Parvan, A. S. Sorin, O. V. Teryaev, and D. Worku, Phys. Lett. B **723**, 351 (2013).
9. J. Cleymans, J. Phys.: Conf. Ser. **779**, 012079 (2017).
10. H. Zheng and L. Zhu, Adv. High Energy Phys. **2016**, 9632126 (2016).
11. P. K. Khandai, P. Sett, P. Shukla, and V. Singh, J. Phys. G **41**, 025105 (2014).
12. C. Tsallis, R. S. Mendes, and A. R. Plastino, Physica A **261**, 534 (1998).
13. T. S. Biro, G. Purcsel, and K. Urmossy, Eur. Phys. J. A **40**, 325 (2009).
14. G. Biró, G. G. Barnaföldi, T. S. Biró, K. Ürmössy, and A. Takács, Entropy **19**, 88 (2017).
15. K. Shen, G. G. Barnaföldi, and T. S. Biró, Universe **5**, 122 (2019).
16. S. Grigoryan, Phys. Rev. D **95**, 056021 (2017).
17. G. Biro, G. G. Barnaföldi, T. S. Biró, and K. Shen, EPJ Web Conf. **171**, 14008 (2018).
18. E. Schnedermann, J. Sollfrank, and U. Heinz, Phys. Rev. C **48**, 2462 (1993).

19. STAR Collab. (B. I. Abelev *et al.*), Phys. Rev. C **79**, 034909 (2009).
20. B. I. Abelev *et al.* (STAR Collab.), Phys. Rev. C **81**, 024911 (2010).
21. Z. Tang, Y. Xu, L. Ruan, G. van Buren, F. Wang, and Z. Xu, Phys. Rev. C **79**, 051901(R) (2009).
22. Hai-Ling Lao, Fu-Hu Liu, and Roy A. Lacey, Eur. Phys. J. A **53**, 44 (2017).
23. T. Bhattacharyya, J. Cleymans, A. Khuntia, P. Pareek, and R. Sahoo, Eur. Phys. J. A **52**, 30 (2016).
24. D. Thakur, S. Tripathy, P. Garg, R. Sahoo, and J. Cleymans, Adv. High Energy Phys. **2016**, 4149352 (2016).
25. Kh. K. Olimov, Sh. Z. Kanokova, K. Olimov, K. G. Gulamov, B. S. Yuldashev, S. L. Lutpullaev, and F. Y. Umarov, Mod. Phys. Lett. A **35**, 2050115 (2020).
26. Kh. K. Olimov, Sh. Z. Kanokova, A. K. Olimov, K. I. Umarov, B. J. Tukhtaev, K. G. Gulamov, B. S. Yuldashev, S. L. Lutpullaev, N. Sh. Saidkhanov, K. Olimov, and T. Kh. Sadykov, Mod. Phys. Lett. A **35**, 2050237 (2020).
27. B. Abelev *et al.* (ALICE Collab.), Phys. Rev. C **88**, 044910 (2013); arXiv: 1303.0737 [hep-ex].
28. ALICE Collab. (B. Abelev *et al.*), Phys. Lett. B **736**, 196 (2014); arXiv: 1401.1250v4 [nucl-ex].
29. ALICE Collab. (S. Acharya *et al.*), Preprint CERN-EP-2019-208 (2019); arXiv: 1910.07678v1 [nucl-ex].
30. ALICE Collab. (J. Adam *et al.*), Preprint CERN-PH-EP-2015-068 (2015); arXiv: 1504.00024v2 [nucl-ex].
31. R. Hagedorn, Riv. Nuovo Cim. **6N10**, 1 (1983).
32. G. Wilk and Z. Wlodarczyk, Eur. Phys. J. A **40**, 299 (2009).
33. G. Wilk and Z. Wlodarczyk, Phys. Rev. Lett. **84**, 2770 (2000).
34. R. Blankenbecler, S. J. Brodsky, and J. Gunion, Phys. Rev. D **12**, 3469 (1975).
35. S. J. Brodsky, H. J. Pirner, and J. Raufeisen, Phys. Lett. B **637**, 58 (2006).
36. A. S. Parvan, O. V. Teryaev, and J. Cleymans, arXiv: 1607.01956v3 [nucl-th].
37. K. Jiang, Y. Zhu, W. Liu, H. Chen, C. Li, L. Ruan, Z. Tang, and Z. Xu, Phys. Rev. C **91**, 024910 (2015).
38. Inam-ul Bashir, R. A. Parra, R. A. Bhat, and S. Uddin, Adv. High Energy Phys. **2019**, 8219567 (2019).
39. P. Braun-Munzinger, J. Stachel, J. P. Wessels, and N. Xu, Phys. Lett. B **344**, 43 (1995); nucl-th/9410026.
40. The CMS Collab. (S. Chatrchyan *et al.*), Eur. Phys. J. C **72**, 2164 (2012).
41. X. N. Wang and R. C. Hwa, Phys. Rev. D **39**, 187 (1989).
42. X. N. Wang and M. Gyulassy, Phys. Rev. D **45**, 844 (1992).
43. X. N. Wang and M. Gyulassy, Phys. Lett. B **282**, 466 (1992).

ANALYSIS OF TRANSVERSE MOMENTUM DISTRIBUTIONS OF THE CHARGED PARTICLES IN $p+p$-COLLISIONS AT ENERGY INTERVAL $(s_{nn})^{1/2} = 2.76$–7 TeV AT THE LHC

B. Sh. Abdiev[1], E. Kh. Bozorov[1),2], Kh. K. Olimov[3], B. S. Yuldashev[2]

[1] *National University of Uzbekistan, Tashkent, Uzbekistan*
[2] *Institute of Nuclear Physics of Uzbekistan Academy of Sciences, Tashkent, Uzbekistan*
[3] *Physical-Technical Institute of SPA Physics-Sun of Uzbekistan Academy of Sciences, Tashkent*

The experimental transverse momentum distributions of the charged pions and kaons, protons and antiprotons, produced at midrapidity in inelastic $p+p$-collisions at $(s)^{1/2} = 2.76$–7 TeV energy range, measured by ALICE collaboration, are systematically analyzed with the help of thermodynamically consistent Tsallis distribution function and Hagedorn formula with the embedded transverse flow. Approximate equality of the non-extensivity parameter q of Tsallis function for the pions and kaons (q(pions) $\approx q$(kaons)) and relation q(mesons) $> q$(baryons) are obtained from fits of the transverse momentum spectra of the analyzed particle species with the thermodynamically consistent Tsallis distribution function in the optimal identical fitting p_t ranges in $p+p$-collisions at $(s)^{1/2} = 2.76$, 5.02, and 7 TeV. The parameter q increases consistently for all the particle species with increasing $(s)^{1/2}$ of $p+p$-collisions from 2.76 to 5.02 TeV, remaining practically constant within fit errors in the collision energy range $(s)^{1/2} = 5$–7 TeV, suggesting probably a saturation of the q value in $p+p$-collisions at $(s)^{1/2} > 5$ TeV. Very negligible transverse flow velocity, consistent with zero value within the fit errors, is obtained in $p+p$-collisions at $(s)^{1/2} = 2.76$–7 TeV energy range from fitting the p_t distributions of the charged pions and kaons, protons and antiprotons with the Hagedorn formula with the embedded transverse flow in the selected optimal identical p_t ranges and in the full measured p_t ranges.