

## О СМЫСЛЕ $p_T$ -ОБЛАСТЕЙ, ОБНАРУЖЕННЫХ ПРИ ЭНЕРГИЯХ LHC, О НЕКОТОРЫХ СВОЙСТВАХ ЭТИХ ОБЛАСТЕЙ

*М. Сулейманов\**

Бакинский государственный университет, Баку

Доказывается, что распределения по  $p_T$  инвариантных дифференциальных выходов заряженных частиц, образованных в  $pp$ -взаимодействиях при энергиях  $\sqrt{s} = 0,9, 2,76, 7$  и  $8$  ТэВ и в Pb–Pb-взаимодействии в шести разных интервалах центральности при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ, содержат несколько областей с особыми свойствами. Эти распределения были проанализированы путем аппроксимации данных экспоненциальными функциями. Сделан вывод о том, что области отражают особенности фрагментации и адронизации партонов через динамику струны. Предполагается, что в области  $4 < p_T < 20$  ГэВ/с наибольшее количество струн. Увеличение плотности этих струн в данной области может привести к их слиянию, появлению новой струны и коллективному поведению партонов в самых центральных столкновениях. Эти явления могут объяснить аномальное поведение фактора ядерной модификации в этой области как результат обратного эффекта Комптона для партонов. Также проанализированы инклюзивные спектры  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов, рожденных в  $pp$ -столкновениях при энергиях LHC. Обнаружено, что эти спектры состоят из нескольких областей по  $p_T$ , которые можно охарактеризовать длиной и двумя свободными параметрами аппроксимации. Исследование зависимостей свободных параметров подгонки от длины и характеристик областей от энергии показало, что области можно разделить на две группы. Отношение длины  $\eta$ -мезонов к длине  $\pi^0$ -мезонов примерно равно отношению их масс. Предполагая, что величина длины прямо пропорциональна величине натяжения струны, результат можно рассматривать как свидетельство в пользу динамики фрагментации партоновой струны. Показано, что для первой группы областей длины в  $\sim 3$ – $5$  раз больше, чем длины соседних областей с более низким значением  $p_T$ . Для второй группы областей длины в  $\sim 1$ – $2$  раза больше, чем длины соседней нижней  $p_T$ -области. В рамках динамики фрагментации струны и адронизации это может означать, что частицы из первой группы областей произведены струнами предыдущего поколения, распавшимися на  $\sim 3$ – $5$  струн, в то время как частицы второй группы происходят из струн предыдущего поколения, распавшихся на  $\sim 2$  струны.

We argue that  $p_T$  distribution data from the LHC on the invariant differential yield of the charged primary particles in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 0.9, 2.76, 7$  and  $8$  TeV and in Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV with 6 centrality bins contains several  $p_T$  regions with special properties. These distributions were analyzed by fitting the

---

\* E-mail: mais@jinr.ru

data with exponential functions. We conclude that the regions reflect features of fragmentation and hadronization of partons through the string dynamics. It seems that the region of  $4 < p_T < 20$  GeV/c has highest number of strings. The increase in string density in this region could lead to fusion of strings, appearance of a new string and collective behavior of the partons in the most central collisions. These phenomena can explain anomalous behavior of the Nuclear Modification Factor in this region as a result of the inverse Compton Effect for partons. The inclusive spectra of the  $\pi^0$ - and  $\eta$ -mesons produced in the  $pp$  collisions at LHC energies were analyzed too. It was found that the spectra were also composed of several  $p_T$  regions, which could be characterized by the length of the regions and two free fitting parameters. The study of the length dependencies of the free fitting parameters and of the energy dependencies of the characteristics of the regions showed that the regions can be classified into two groups. It was found that the ratio of the length for the  $\eta$ -mesons to one for the  $\pi^0$ -mesons is approximately equal to the ratio of their mass. Assuming that the values of the lengths are directly proportional to the string tension, the result could be considered as evidence in favor of parton string fragmentation dynamics. The results show that for the first group of regions the lengths of the regions are  $\sim 3$ – $5$  times greater than the lengths of neighboring, lower  $p_T$  regions. For the second group of regions the lengths of the regions are  $\sim 1$ – $2$  times greater than the lengths of neighboring lower  $p_T$  region. In the framework of the string fragmentation and hadronization dynamics, this could mean that the particles in group I of regions are produced through previous-generation strings decays into  $\sim 3$ – $5$  strings, while those in group II originate from previous-generation strings decays into  $\sim 2$  strings.

PACS: 25.75.Dw; 24.10.Nz; 25.75.Ag

## ВВЕДЕНИЕ

Картина эволюции фактора ядерной модификации [1]

$$R_{AA} = \frac{d^2 N / dp_T d\eta}{\langle T_{AA} \rangle d^2 \sigma^{pp} / dp_T d\eta}$$

как функция  $p_T$  показывает, что в диапазоне  $p_T \cong 5$ – $10$  ГэВ/с подавление сильнее, чем ранее наблюдавшееся на RHIC [2]. За пределами  $p_T = 10$ – $20$  ГэВ/с видна тенденция роста  $R_{AA}$  [3, 4], который продолжается и при более высоких значениях  $p_T$ , приближаясь к коэффициенту подавления 0,5–0,6 в диапазоне 40–100 ГэВ/с [1]. Поведение  $R_{AA}$  очень сложное, и сегодня мы далеки от полного его понимания. Поэтому цель исследования — получить дополнительную информацию из начальных распределений  $p_T$ , чтобы понять поведение  $R_{AA}$ .

$\pi^0$ -мезон вызывает особый интерес, потому что он является самым легким адроном и обильно рождается, при энергиях LHC ниже 20 ГэВ/с в основном образуется из-за фрагментации глюонов, выше 20 ГэВ/с фрагментация кварков начинает играть важную роль. Считается, что рождение пионов на RHIC определяется фрагментацией глюонов только для  $p_T < 5$ – $8$  ГэВ/с, при энергиях LHC оно должно оставаться домини-

нирующим при  $p_T < 100$  ГэВ/с. Теоретические оценки показывают, что доля пионов, возникающих в результате фрагментации глюонов, остается выше 75% в диапазоне  $p_T$  до 30 ГэВ/с.

В кварковой модели  $\pi^0$ -мезон состоит из кварк-антикварковых пар легкого аромата  $u\bar{u}$  и  $d\bar{d}$ , тогда как  $\eta$ -мезон дополнительно содержит скрытую странность  $s\bar{s}$ . Сравнение результатов по заряженным частицам и по  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонам могло бы дать новую информацию о свойствах  $p_T$ -распределений. Последнее, очень важное для динамики фрагментации партонной струны обсуждалось в различных работах. Мезоны — это кварковая и антикварковая система, и их можно рассматривать как естественную струну. Это исследование важно еще и потому, что теория струн определяет массы элементарных частиц по энергии колебаний струн, поэтому образование массивных частиц зависит от интенсивных колебаний струны.

Важнейшим признаком образования кварк-глюонной плазмы в столкновениях тяжелых ионов при ультрарелятивистских энергиях является подавление адронных спектров при высоких энергиях. Эффект вызван потерей энергии струн партонов (через столкновительные и радиационные взаимодействия) — гашением струи (раннего жесткого рассеяния) горячей и плотной средой до фрагментации на адроны.

Для количественного определения коэффициентов переноса струи было выполнено сравнение расчетов нескольких моделей гашения струи с экспериментальными данными для фактора ядерной модификации инклюзивного рождения адронов при высоких поперечных импульсах. В большинстве этих моделей используется формализм, который рассматривает среду как серию статических центров рассеяния с партоном и излучаемыми глюонами с некоторой энергией и частотой, движущимися по эйконоальным траекториям. Исходя из данных комбинированного анализа мягких одноинклюзивных адронных спектров, двухчастичных корреляций и их азимутальной зависимости известно, что материя, образующаяся при столкновении тяжелых ионов, быстро расширяется и демонстрирует коллективное поведение, которое, вероятно, было сформировано на ранней партонной стадии пространственно-временной эволюции образовавшейся горячей и плотной материи. Таким образом, можно поддержать идею о том, что коллективное поведение партонов может привести к образованию когерентной системы партонов в горячей и плотной среде.

Появление когерентной партонной группы с большой вероятностью может повлиять на картину гашения струи в  $p_T$ -области, в которой группы образовались.

Чтобы получить информацию об образовании когерентной партонной группы и ее взаимодействии с отдельными партонами, мы проанализировали поведение  $R_{AA}$  в зависимости от  $p_T$  для заряженных частиц, рожденных в самых центральных Pb–Pb-столкновениях при 2,76А ТэВ.

## 1. МЕТОД

Проанализирован инвариантный дифференциальный выход заряженных частиц [1, 4, 5],  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов [6, 7] как функция  $p_T$  в  $pp$ - и Pb–Pb-столкновениях при энергиях ЛHC [8].

На рис. 1 в качестве примера показана процедура применения метода для получения информации из  $p_T$ -распределений инвариантных дифференциальных выходов заряженных частиц, рожденных в  $pp$ -столкновениях при 0,9 и 7 ТэВ. В начале мы аппроксимировали  $p_T$ -распределения во всем экспериментально измеренном диапазоне (от минимального измеренного значения  $p_T$  ( $p_T^{\min}$ ) до максимального ( $p_T^{\max}$ )) с помощью простой функции

$$y = a_K^c e^{-b_K^c p_T},$$

где  $a_K^c$  и  $b_K^c$  — свободные параметры подгонки. Индекс  $c$  используется для обозначения типа событий\*, а индекс  $K$  представляет номер  $p_T$ -областей.

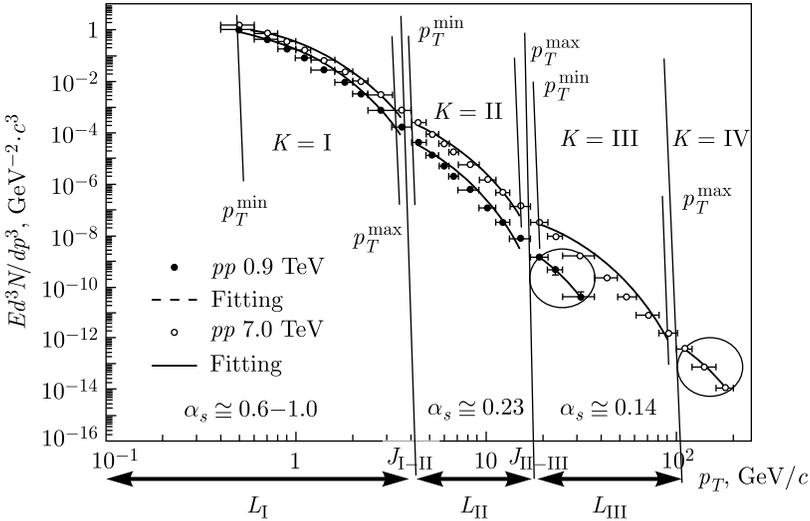


Рис. 1. Распределение по  $p_T$ -выходам заряженных частиц, рожденных в  $pp$ -столкновениях при энергиях 0,9 и 7 ТэВ

\*  $c = 1, 11, 13$  используются для обозначения заряженных частиц,  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов, рожденных в  $pp$ -столкновениях при 2,76 ТэВ соответственно;  $c = 21, 22, 23, 24, 25, 26$  используются для обозначения столкновений Pb–Pb при 2,76 ТэВ с центральностями 0–5, 5–10, 10–30, 30–50, 50–70, 70–90% соответственно;  $c = 3, 31$  — для обозначения заряженных частиц и  $\pi^0$ -мезонов, рожденных в  $pp$ -столкновениях при 0,9 ТэВ;  $c = 4, 41, 42$  — для обозначения заряженных частиц,  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов, рожденных в  $pp$ -столкновениях при 7 ТэВ соответственно;  $c = 5, 51, 52$  — для обозначения заряженных частиц,  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов, рожденных в  $pp$ -столкновениях при 8 ТэВ соответственно.

**Результаты аппроксимации для заряженных частиц, рожденных в  $pp$ - и  $Pb$ - $Pb$ -столкновениях при 2,76 ТэВ**

$c$ ↓	$K \rightarrow$	I	II	III
3	$p_T^{\min}-p_T^{\max}$ , $\Gamma_{\text{ЭВ}}/c$	(0,5 ± 0,1)– (3,6 ± 0,4)	(4,4 ± 0,4)– (15,2 ± 2,0)	(19,2 ± 2,0)– (31,2 ± 6,0)
	$J^c$ , $\Gamma_{\text{ЭВ}}/c$	$J_{I-II}^c$ : 4,0 ± 0,3	$J_{II-III}^c$ : 17,2 ± 1,4	$J_{III-IV}^c$ : 31,2 ± 6,0
4	$L_{Kc}^c$ , $\Gamma_{\text{ЭВ}}/c$	4,0 ± 0,3	13,2 ± 1,4	14,0 ± 6,2
	$\chi^2/\text{ndf}$ ; prob.	5,972/7; 0,5431	5,805/6; 0,4454	0,0005462/1; 0,9814
	$a$ , $\Gamma_{\text{ЭВ}}^{-2} \cdot c^3$	3,8 ± 0,8	0,0014 ± 0,0005	(4,2 ± 12,7) · 10 <sup>-7</sup>
	$b$ , $(\Gamma_{\text{ЭВ}}/c)^{-1}$	3,0 ± 0,1	0,87 ± 0,05	0,29 ± 0,14
	IV область			
	$p_T^{\min}-p_T^{\max}$ , $\Gamma_{\text{ЭВ}}/c$	(0,5 ± 0,1)– (3,6 ± 0,4)	(4,4 ± 0,4)– (15,2 ± 2,0)	(19,2 ± 2,0)– (91,2 ± 10,0)
$J^c$ , $\Gamma_{\text{ЭВ}}/c$	$J_{I-II}^c$ : 4,0 ± 0,3	$J_{II-III}^c$ : 17,2 ± 1,4	$J_{III-IV}^c$ : 101,1 ± 7,1	
$L_{Kc}^c$ , $\Gamma_{\text{ЭВ}}/c$	4,0 ± 0,3	13,2 ± 1,4	83,9 ± 7,2	
$\chi^2/\text{ndf}$ ; prob.	6,55/7; 0,4771	5,632/6; 0,4656	4,238/5; 0,5157	
$a$ , $\Gamma_{\text{ЭВ}}^{-2} \cdot c^3$	4,8 ± 0,9	0,005 ± 0,002	(4,5 ± 1,5) · 10 <sup>-7</sup>	
$b$ , $(\Gamma_{\text{ЭВ}}/c)^{-1}$	2,7 ± 0,1	0,76 ± 0,04	0,146 ± 0,009	
1	$p_T^{\min}-p_T^{\max}$ , $\Gamma_{\text{ЭВ}}/c$	(0,53 ± 0,08)– (3,0 ± 0,6)	(4,2 ± 0,6)– (18,0 ± 3,6)	(25,2 ± 3,6)– (99,3 ± 12,9)
	$J^c$ , $\Gamma_{\text{ЭВ}}/c$	$J_{I-II}^c$ : 3,6 ± 0,4	$J_{II-III}^c$ : 21,6 ± 2,5	$J_{III-IV}^c$ : 100,0 ± 12,9
	$L_{Kc}^c$ , $\Gamma_{\text{ЭВ}}/c$	3,6 ± 0,4	18,0 ± 2,5	78,4 ± 13,3
	$\chi^2/\text{ndf}$ ; prob.	4,132/8; 0,845	3,458/4; 0,4842	2,47/4; 0,65
	$a$ , $\Gamma_{\text{ЭВ}}^{-2} \cdot c^3$	5,16 ± 0,96	0,0030 ± 0,0014	(4,0 ± 2,3) · 10 <sup>-5</sup>
	$b$ , $(\Gamma_{\text{ЭВ}}/c)^{-1}$	3,1 ± 0,2	0,74 ± 0,06	0,13 ± 0,01
21	$p_T^{\min}-p_T^{\max}$ , $\Gamma_{\text{ЭВ}}/c$	(1,05 ± 0,05)– (6,0 ± 0,4)	(6,8 ± 0,4)– (21,6 ± 2,4)	(26,4 ± 2,4)– (95,0 ± 8,6)
	$J^c$ , $\Gamma_{\text{ЭВ}}/c$	$J_{I-II}^c$ : 6,4 ± 0,3	$J_{II-III}^c$ : 24 ± 1,7	$J_{III-IV}^c$ : 100,0 ± 8,6
	$L_{Kc}^c$ , $\Gamma_{\text{ЭВ}}/c$	6,4 ± 0,3	17,6 ± 1,7	76,0 ± 8,8
	$\chi^2/\text{ndf}$ ; prob.	11,24/11; 0,4232	2,678/4; 0,613	4,447/6; 0,6164
	$a$ , $\Gamma_{\text{ЭВ}}^{-2} \cdot c^3$	631 ± 71	0,037 ± 0,014	(1,6 ± 0,6) · 10 <sup>-5</sup>
	$b$ , $(\Gamma_{\text{ЭВ}}/c)^{-1}$	2,18 ± 0,06	0,48 ± 0,04	0,128 ± 0,007
22 · 10 <sup>2</sup>	$p_T^{\min}-p_T^{\max}$ , $\Gamma_{\text{ЭВ}}/c$	(1,05 ± 0,05)– (6,0 ± 0,4)	(6,8 ± 0,4)– (21,6 ± 2,4)	(26,4 ± 2,4)– (95,0 ± 8,6)
	$J^c$ , $\Gamma_{\text{ЭВ}}/c$	$J_{I-II}^c$ : 6,4 ± 0,3	$J_{II-III}^c$ : 24 ± 1,7	$J_{III-IV}^c$ : 100,0 ± 8,6
	$L_{Kc}^c$ , $\Gamma_{\text{ЭВ}}/c$	6,4 ± 0,3	17,6 ± 1,7	76,0 ± 8,8
	$\chi^2/\text{ndf}$ ; prob.	12,14/11; 0,3535	2,697/4; 0,6098	3,331/6; 0,7663
	$a$ , $\Gamma_{\text{ЭВ}}^{-2} \cdot c^3$	(5,0 ± 0,6) · 10 <sup>5</sup>	36 ± 14	0,011 ± 0,004
	$b$ , $(\Gamma_{\text{ЭВ}}/c)^{-1}$	2,15 ± 0,06	0,48 ± 0,04	0,125 ± 0,008

## Окончание таблицы

$c$ ↓	$K \rightarrow$	I	II	III
$23 \cdot 10^4$	$p_T^{\min} - p_T^{\max}$ , $\Gamma \Delta B/c$ $J^c$ , $\Gamma \Delta B/c$ $L_{JK}^c$ , $\Gamma \Delta B/c$ $\chi^2/\text{ndf}$ ; prob. $a$ , $\Gamma \Delta B^{-2} \cdot c^3$ $b$ , $(\Gamma \Delta B/c)^{-1}$	$(1,05 \pm 0,05) -$ $(5,2 \pm 0,4)$ $J_{I-II}^c: 5,6 \pm 0,3$ $5,6 \pm 0,3$ $6,863/10; 0,7383$ $(3,6 \pm 0,5) \cdot 10^8$ $2,27 \pm 0,07$	$(6,0 \pm 0,4) -$ $(21,6 \pm 2,4)$ $J_{II-III}^c: 24 \pm 1,7$ $18,4 \pm 1,7$ $4,738/5; 0,4486$ $(4,4 \pm 1,3) \cdot 10^4$ $0,52 \pm 0,03$	$(26,4 \pm 2,4) -$ $(95,0 \pm 8,6)$ $J_{III-IV}^c: 100,0 \pm 8,6$ $76,0 \pm 8,8$ $4,522/6; 0,6064$ $8,8 \pm 3,2$ $0,127 \pm 0,007$
$24 \cdot 10^6$	$p_T^{\min} - p_T^{\max}$ , $\Gamma \Delta B/c$ $J^c$ , $\Gamma \Delta B/c$ $L_{JK}^c$ , $\Gamma \Delta B/c$ $\chi^2/\text{ndf}$ ; prob. $a$ , $\Gamma \Delta B^{-2} \cdot c^3$ $b$ , $(\Gamma \Delta B/c)^{-1}$	$(1,05 \pm 0,05) -$ $(4,4 \pm 0,4)$ $J_{I-II}^c: 5,6 \pm 0,3$ $5,6 \pm 0,3$ $10,4/10; 0,4061$ $(1,4 \pm 0,2) \cdot 10^{11}$ $2,23 \pm 0,07$	$(6,0 \pm 0,4) -$ $(21,6 \pm 2,4)$ $J_{II-III}^c: 24 \pm 1,7$ $18,4 \pm 1,7$ $4,22/5; 0,5182$ $(2,6 \pm 0,8) \cdot 10^7$ $0,53 \pm 0,04$	$(26,4 \pm 2,4) -$ $(95,0 \pm 8,6)$ $J_{III-IV}^c: 100,0 \pm 8,6$ $76,0 \pm 8,8$ $4,424/6; 0,6194$ $3705 \pm 1450$ $0,127 \pm 0,008$
$25 \cdot 10^8$	$p_T^{\min} - p_T^{\max}$ , $\Gamma \Delta B/c$ $J^c$ , $\Gamma \Delta B/c$ $L_{JK}^c$ , $\Gamma \Delta B/c$ $\chi^2/\text{ndf}$ ; prob. $a$ , $\Gamma \Delta B^{-2} \cdot c^3$ $b$ , $(\Gamma \Delta B/c)^{-1}$	$(1,05 \pm 0,05) -$ $(4,4 \pm 0,4)$ $J_{I-II}^c: 4,8 \pm 0,3$ $4,8 \pm 0,3$ $6,432/9; 0,696$ $(4,8 \pm 0,7) \cdot 10^{13}$ $2,38 \pm 0,09$	$(5,2 \pm 0,4) -$ $(16,8 \pm 2,4)$ $J_{II-III}^c: 19,2 \pm 1,7$ $14,4 \pm 1,7$ $3,77/5; 0,5829$ $(3,5 \pm 1,2) \cdot 10^{10}$ $0,69 \pm 0,05$	$(21,6 \pm 2,4) -$ $(95,0 \pm 8,6)$ $J_{III-IV}^c: 100,0 \pm 8,6$ $80,8 \pm 8,8$ $7,511/7; 0,3777$ $(2,5 \pm 0,9) \cdot 10^6$ $0,139 \pm 0,007$
$26 \cdot 10^{10}$	$p_T^{\min} - p_T^{\max}$ , $\Gamma \Delta B/c$ $J^c$ , $\Gamma \Delta B/c$ $L_{JK}^c$ , $\Gamma \Delta B/c$ $\chi^2/\text{ndf}$ ; prob. $a$ , $\Gamma \Delta B^{-2} \cdot c^3$ $b$ , $(\Gamma \Delta B/c)^{-1}$	$(1,05 \pm 0,05) -$ $(4,4 \pm 0,4)$ $J_{I-II}^c: 4,8 \pm 0,3$ $4,8 \pm 0,3$ $8,671/9; 0,4682$ $(8,8 \pm 1,2) \cdot 10^{15}$ $2,36 \pm 0,08$	$(5,2 \pm 0,4) -$ $(16,8 \pm 2,4)$ $J_{II-III}^c: 19,2 \pm 1,7$ $14,4 \pm 1,7$ $3,457/5; 0,6299$ $(7,5 \pm 2,6) \cdot 10^{12}$ $0,70 \pm 0,05$	$(21,6 \pm 2,4) -$ $(95,0 \pm 8,6)$ $J_{III-IV}^c: 100,0 \pm 8,6$ $80,8 \pm 8,8$ $7,469/7; 0,3817$ $(3,9 \pm 1,8) \cdot 10^8$ $0,14 \pm 0,01$

Эта попытка аппроксимации не дала хороших результатов подгонки, и мы решили уменьшить значения  $p_T^{\max}$  до такого, при котором достигаются наилучшие результаты подгонки. Таким образом, мы определили граничные значения  $p_T$  ( $c$   $p_T^{\min}(I)$  до  $p_T^{\max}(I)$ ) для I области  $p_T$  ( $K = I$ ). Остальная часть распределения (от первой точки после  $p_T^{\max}(I)$  ( $p_T^{\min}(II)$ )) до  $p_T^{\max}$  снова аппроксимировалась той же функцией, и снова для получения оптимизированных результатов подгонки значения  $p_T^{\max}$  ограничиваются, чтобы найти  $p_T^{\max}(II)$ , при котором достигаются наилучшие результаты подгонки. После получения значений  $p_T^{\max}$  мы определили граничные значения  $p_T$  (от  $p_T^{\min}(II)$  до  $p_T^{\max}(II)$ ) для II области  $p_T$  ( $K = II$ ) и т.д. Затем были определены граничные значения  $J_K^c$  для  $p_T$ -областей с использованием экспериментально измеренных значений  $p_T^{\min}$  (значение  $p_T^{\min}(I)$  для I областей было взято как  $p_T^{\min}(I) = 0$ ) и  $p_T^{\max}$  как  $J_{I-II}^c = (p_T^{\max}(I) + p_T^{\min}(II))/2$  для I и II областей,  $J_{II-III}^c = (p_T^{\max}(II) + p_T^{\min}(III))/2$  для II и III областей и т.д. С по-

мощью значений  $J_K^c$  были определены значения длин для различных  $p_T$ -областей  $L_K^c$  в различных событиях  $s$ . Значения  $L_K^c$  определялись как  $L_I^c = J_{I-II}^c$ ,  $L_{II}^c = J_{II-III}^c - J_{I-II}^c$  и  $L_{III}^c = J_{III-IV}^c - J_{II-III}^c$  и т. д. Наилучшие результаты аппроксимации для заряженных частиц, рожденных в  $pp$ - и  $Pb-Pb$ -столкновениях при 2,76 ТэВ, показаны в таблице. Аналогичные данные были получены и для заряженных частиц,  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов, рожденных в  $pp$ -столкновениях при энергиях 0,9, 2,76, 7 и 8 ТэВ.

## 2. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Примененный метод показал, что все проанализированные  $p_T$ -распределения содержат несколько областей  $p_T$ , количество областей увеличивается с ростом  $p_T$  (см. рис. 1). Области могут быть охарактеризованы длиной  $L_K^c$  и двумя параметрами произвольной подгонки:  $a_K^c$  и  $b_K^c$ . Значения  $L_K^c$  увеличиваются с ростом  $p_T$  (и с ростом  $K$ ).

Изучение  $L_K^c$ -зависимости параметров  $a_K^c$  и  $b_K^c$  и энергетической зависимости этих параметров показало, что области можно разделить на две группы в зависимости от значений  $L_K^c$ ,  $a_K^c$  и  $b_K^c$ . Характеристики для областей первой группы не зависят от энергии столкновения и типа событий  $s$  (хотя значения  $a_K^c$  увеличиваются линейно с ростом энергии), тогда как характеристики для областей второй группы показывают сильную зависимость от типа событий  $s$  и энергии столкновений. Было установлено следующее:

- для первой группы областей длина ( $\langle L_{high} \rangle$ ) областей в 3–5 раз больше, чем длины соседних нижних  $p_T$ -областей ( $\langle L_{low} \rangle$ ):  $\langle L_{high} \rangle : \langle L_{low} \rangle \cong 3-5$ ;

- для второй группы областей длины областей в 1–2 раза больше, чем длины соседней нижней  $p_T$ -области:  $\langle L_{high} \rangle : \langle L_{low} \rangle \cong 1-2$ .

Мы построили следующие отношения (рис. 2):

- $a^c/a^1$ , где  $a^c$  и  $a^1$  — значения свободных параметров подгонки  $a_K^c$  для  $Pb-Pb$ - (с разными центральностями) и  $pp$ -столкновений соответственно (см. рис. 2);

- $b^c/b^1$ , где  $b^c$  и  $b^1$  — значения свободных параметров подгонки  $b_K^c$  для  $Pb-Pb$ - (с разными центральностями) и  $pp$ -столкновений соответственно (см. рис. 2). Можно видеть, что отношения для параметра  $a_K^c$  имеют минимальные значения для II области по  $p_T$  в случае самых центральных  $Pb-Pb$ -столкновений, где показан фактор ядерной модификации как функция  $p_T$  (диапазон  $p_T \cong 5-10$  ГэВ/с, подавление).

Полученные результаты показали, что для  $pp$ -столкновений при энергии 8 ТэВ отношения длин областей  $\eta$ -мезонов к длинам областей  $\pi^0$ -мезонов были примерно равны отношениям их масс:

$$\langle L_\eta \rangle : \langle L_{\pi^0} \rangle \cong \langle m_\eta \rangle : \langle m_{\pi^0} \rangle.$$

Предполагая, что значения  $L_K^c$  прямо пропорциональны величине натяжения струны, результат можно рассматривать как свидетельство

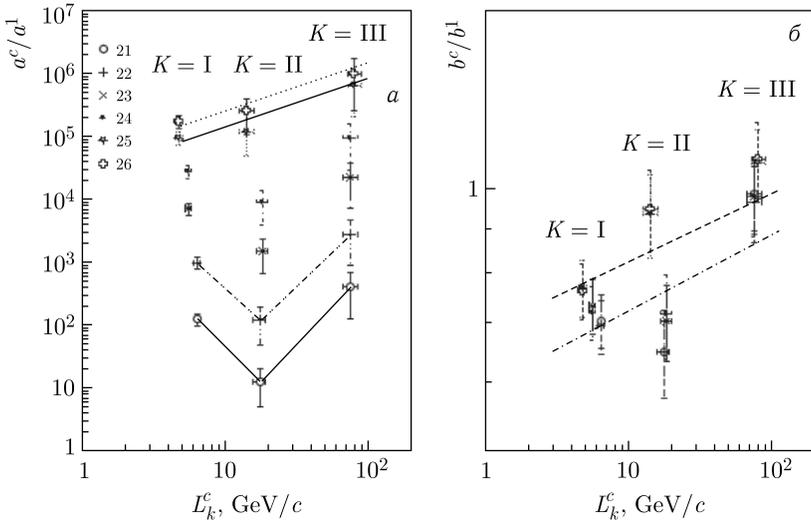


Рис. 2. Отношения  $a^c/a^1$  (а),  $b^c/b^1$  (б) как функция длин  $p_T$ -областей

в пользу динамики фрагментации партонной струны, так как в теории струн массы элементарных частиц и их энергия определяются интенсивностью колебаний струны и натяжением струны.

Следует отметить, что значения  $\alpha_S$  для  $\eta$ -мезонов меньше, чем значения  $\alpha_S$  для  $\pi^0$ -мезонов. Это может означать, что  $\eta$ -мезоны рождаются на меньшем расстоянии, чем расстояние для  $\pi^0$ -мезонов.

Наблюдение за  $p_T$ -областями как для  $pp$ -столкновений, так и для столкновений Pb–Pb предполагает, что эти области могут отражать свойства фрагментации и адронизации партонов.

Параметр  $b_k^c$  может быть представлен как  $b_K^c \cong 1/\tilde{p}_T$  (здесь  $\tilde{p}_T$  — некоторое среднее значение  $p_T$  для партонной системы), и с учетом  $-\tilde{p}_T \cong t \cong -q^2$  ( $t$  — переменная Мандельштама) мы можем записать  $b_K^c \cong 1/\sqrt{q^2}$ . Используя выражение  $\alpha_S \cong [\ln(q^2/\Lambda^2)]^{-1}$  (при  $\Lambda = 0,2$  ГэВ/с), можно получить  $\alpha_S \cong 1$  для I области,  $\sim 0,25$  для II области и  $\sim 0,13$  для III области (см. рис. 1). Увеличение  $\alpha_S$  с уменьшением  $p_T$  аналогично зависимости  $\alpha_s$  от  $p_T$ , которая является характеристикой кварковой струны в КХД:  $1/r^2 \sim Q^2 = -q^2$ , в которой  $r$  — расстояние между кварками в струне. Этот результат вместе с приведенными выше результатами по отношениям длин\* может указывать на то, что фраг-

\* В рамках динамики фрагментации струны и адронизации это означает, что частицы в первой группе областей произведены струнами предыдущего поколения, распавшимися на 3–5 струн, в то время как частицы второй группы происходят из струн предыдущего поколения, распавшегося на 2 струны.

ментация и адронизация партонов происходят через динамику струны, и значения  $L_K^c$  могут быть связаны с натяжением струны.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Исследование инклюзивных спектров заряженных частиц, нейтральных пионов и  $\eta$ -мезонов, образующихся в  $pp$ -столкновениях при энергиях ЛНС, показывает, что спектр содержит несколько  $p_T$ -областей, которые характеризуются длинами областей  $L_K^c$  и двумя параметрами подгонки:  $a_K^c$  и  $b_K^c$ . Наблюдаются две группы областей: первая группа содержит в основном заряженные частицы с энергиями 0,9–7,0 ТэВ и пионы, рожденные при энергиях 0,9 и 2,76 ТэВ; во вторую группу входят данные о пионах и  $\eta$ -мезонах при энергиях 7–8 ТэВ. Значения  $L_K^c$  и  $b_K^c$  для первой группы не зависят от энергии столкновения и характеристик образовавшихся частиц, тогда как для II области они имеют сильную зависимость.

Значения длин  $p_T$ -областей для нейтральных пионов меньше, чем для  $\eta$ -мезонов, а отношение средних длин  $\eta$ -мезонов к длинам нейтральных мезонов прямо пропорционально отношению масс этих частиц:  $\langle L_\eta \rangle : \langle L_{\pi^0} \rangle \cong m_\eta : m_{\pi^0}$ . Этот результат может свидетельствовать в пользу динамики фрагментации партонной струны. Поскольку в теории струн массы элементарных частиц и их энергия определяются интенсивностью вибрации струны и натяжением струны, так как считается, что значения  $L_K^c$  должны быть пропорциональны вибрации струны.

Увеличение длин областей  $\eta$ -мезонов сопровождалось увеличением значений  $b_K^c$ . Это может означать, что  $\eta$ -мезоны рождались при меньших значениях  $\alpha_S$  по сравнению с таковыми для нейтральных мезонов из-за образования странных кварков в случае  $\eta$ -мезонов. Оказывается, если мы рассмотрим динамику фрагментации струны и адронизации, то можно сказать, что частицы из первой группы были произведены через струны, распавшиеся в основном на 3–5 струн, хотя частицы второй группы были произведены через распад предшествующих струн в основном на  $\sim 2$  струны.

Можно утверждать, что наблюдаемые две группы областей формируются под влиянием: энергии столкновений (которая определяет натяжение исходных струн), массы образовавшихся частиц (которая определяется вибрацией исходных струн), заряда и квантового числа исходных струн. Существование двух групп областей может быть намеком на то, что есть два типа струн, ответственных за наблюдаемые группы. Поэтому можно сказать, что смысл наблюдаемых  $p_T$ -областей при энергиях ЛНС может заключаться во фрагментации и адронизации партонов через партонные струны (рис. 3). Область III — это область создания партонов/струн первого поколения во время столкновений, в которой наиболее энергетические адроны/партоны/струны (с наибольшим натяжением) производятся и слабо модифицируются средой. Область II —

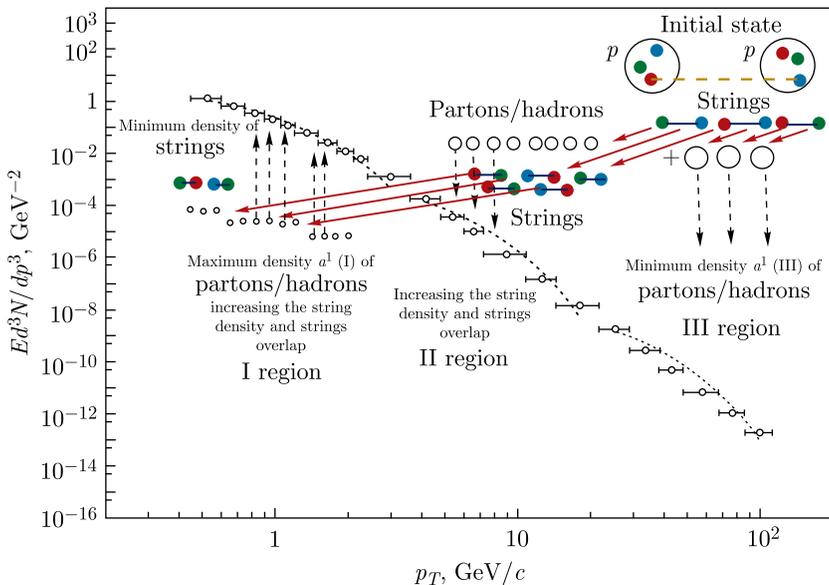


Рис. 3. Адронизация и фрагментация партонов через образование и распад струны

это область с наибольшей плотностью распавшихся струн по сравнению с областью III.

Высокая плотность вызывает слияние струн и коллективное поведение, которое является результатом образования новой струны в самых центральных взаимодействиях Pb–Pb. Это может объяснить anomalous поведение фактора ядерной модификации в этой области. Область I — эта область с максимальным числом адронов и минимальным числом струн.

В статье [9] мы обсуждали, что феномен слияния струн может объяснить anomalous поведение фактора ядерной модификации во II области в результате обратного эффекта Комптона для партонов. Мы пришли к этому выводу после анализа поведения фактора ядерной модификации как функции  $p_T$  для заряженных частиц, рожденных в наиболее центральных Pb–Pb-столкновениях при 2,76A ТэВ. В интервале 7–50 ГэВ/с значения фактора как функции  $p_T$  возрастают почти линейно с наклоном, очень близким к ожидаемому для обратного эффекта Комптона. Около  $p_T \cong 60$  ГэВ/с происходит смена режима, характерная для этого явления. Утверждалось, что в случае когерентного столкновения с партоном, который имеет меньшую энергию, чем группа, партон может набирать энергию за счет обратного эффекта Комптона, что приводит к его ускорению и смещению в область  $p_T > 10$  ГэВ/с. Потеряв значительную часть своей энергии, новая струна распадется на партоны с меньшей энергией — медленные партоны в интервале  $p_T < 5$  ГэВ/с. Это усиле-

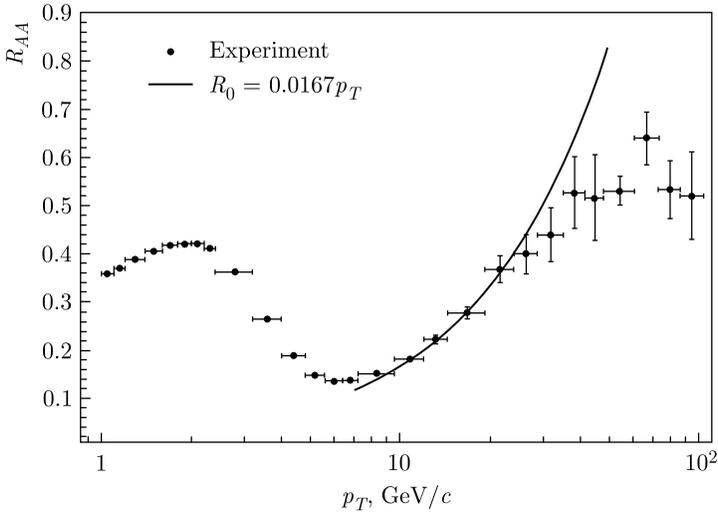


Рис. 4. Поведение  $R_{AA}$  в зависимости от  $p_T$  для заряженных частиц, образованных в Pb–Pb-столкновениях с центральностью 0–5% при энергии 2,76А ГэВ. Линией показано поведение функции  $R_0 = 0,0167p_T$  для партонного обратного комптон-эффекта [9]

ние гашения струи можно наблюдать в интервале  $2 < p_T < 20$  ГэВ/с. На рис. 4 показано поведение  $R_{AA}$  в зависимости от  $p_T$  для заряженных частиц, рожденных в Pb–Pb-столкновениях с центральностью 0–5% при энергиях 2,76А ГэВ. Линией показано поведение функции  $R_0 = 0,0167p_T$  для партонного обратного комптоновского эффекта [9].

## ВЫВОДЫ

Можно заключить, что наблюдаемые  $p_T$ -области и их характеристики отражают особенности фрагментации и адронизации партонов через динамику струны. Явления слияния струн могут быть причиной аномального поведения фактора ядерной модификации (во II  $p_T$ -области) как результат обратного эффекта Комптона для партонов. Можно утверждать, что в случае когерентного столкновения новой струны с партоном (которая имеет меньшую энергию, чем струна), партон может получить энергию, ускориться и сместиться в область с более высокими значениями  $p_T$ . Потеряв значительную часть своей энергии, новая струна может распасться на партоны с меньшими энергиями — партоны в интервале меньших значений  $p_T$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *The CMS Collab.* Study of High- $p_T$  Charged Particle Suppression in Pb–Pb Compared to  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV // Eur. Phys. J. C. 2012. V. 72. P. 1945.

2. *PHENIX Collab.* Suppression Pattern of Neutral Pions at High Transverse Momentum in Au + Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV and Constraints on Medium Transport Coefficients // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 101. P. 232301; *STAR Collab.* Transverse Momentum and Collision Energy Dependence of High  $p_T$  Hadron Suppression in Au + Au Collisions at Ultrarelativistic Energies // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 91. P. 172302.
3. *ALICE Collab.* Suppression of Charged Particle Production at Large Transverse Momentum in Central Pb–Pb Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV // *Phys. Lett. B.* 2011. V. 696. P. 30.
4. *The CMS Collab.* Charged Particle Transverse Momentum Spectra in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 0.9$  and 7 TeV // *JHEP.* 2011. V. 08. P. 086.
5. *The ATLAS Collab.* Charged-Particle Distributions in  $pp$  Interactions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV Measured with the ATLAS Detector // *Eur. Phys. J. C.* 2016. V. 76. P. 403.
6. *ALICE Collab.* Neutral Pion and  $\eta$  Meson Production in Proton–Proton Collisions at  $\sqrt{s} = 0.9$  TeV and  $\sqrt{s} = 7$  TeV // *Phys. Lett. B.* 2012. V. 717. P. 162–172.
7. *ALICE Collab.*  $\pi^0$  and  $\eta$  Meson Production in Proton–Proton Collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV // *Eur. Phys. J. C.* 2018. V. 78. P. 263.
8. *Suleymanov M.* // *Intern. J. Mod. Phys. E.* 2018. V. 27, No. 1 P. 1850008; *Intern. J. Mod. Phys. E.* 2019. V. 28, No. 10. P. 1950084; arXiv: nucl-ex/1710.09296/.
9. *Suleymanov M.* The Collective Behavior of the Partons and Its Influence on the Jet Suppression in Heavy Ion Collisions. arXiv: nucl-ex/1710.09296.