

# СИЛЬНОИНТЕНСИВНЫЕ НАБЛЮДАЕМЫЕ КАК ИНСТРУМЕНТ ИЗУЧЕНИЯ КЛАСТЕРОВ КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН В РЕЛЯТИВИСТСКИХ АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

*С. Н. Белокурова* \*, *В. В. Вечернин* \*\*

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

В рамках модели с кварк-глюонными струнами (трубками цветного потока) в качестве источников исследованы свойства сильноинтенсивной переменной  $\Sigma$ , характеризующей корреляции между числом частиц, регистрируемых в  $pp$ -взаимодействиях при энергиях ЛHC в двух разнесенных по быстроте окнах наблюдения. Установлено, что обнаруженное в эксперименте ALICE поведение этой переменной удается объяснить только при наличии источников разного типа, роль которых в нашей модели играют одиночные струны и кластеры, образованные слиянием нескольких струн. Показано, что сравнение результатов нашей модели с предварительными экспериментальными данными ALICE, полученными в  $pp$ -столкновениях при энергиях 0,9 и 7 ТэВ, позволяет получить информацию о параметрах, характеризующих кластеры с различным числом слившихся струн. Изучена также зависимость наблюдаемой  $\Sigma$  от степени центральности  $pp$ -столкновения. В целом показано, что в  $pp$ -столкновениях при энергиях ЛHC рост этой переменной при увеличении начальной энергии и центральности столкновений в  $pp$ -взаимодействиях объясняется возрастающим вкладом от образования струнных кластеров, состоящих из все большего числа слившихся струн.

Within the framework of a model with quark–gluon strings (color flow tubes) as sources, the properties of the strongly intense variable  $\Sigma$ , which characterizes correlations between the number of particles detected in  $pp$  interactions at LHC energies in two observation windows spaced in rapidity, are investigated. It has been established that the behavior of this variable observed in the ALICE experiment can be explained only in the presence of sources of different types, the role of which in our model is played by single strings and clusters formed by the merging of several strings. It is shown that a comparison of the results of our model with the preliminary experimental ALICE data obtained in  $pp$  collisions at energies of 0.9 and 7 TeV makes it possible to extract information about the parameters characterizing clusters with different numbers of merged strings. The dependence of the observable  $\Sigma$  on the centrality of the  $pp$  collision is also studied. In general,

---

\* E-mail: sveta.1596@mail.ru

\*\* E-mail: v.vechernin@spbu.ru

it is shown that in  $pp$  collisions at LHC energies, the growth of this variable with an increase in the initial energy and centrality of collisions in  $pp$  interactions is explained by the increasing contribution from the formation of string clusters consisting of an increasing number of merged strings.

PACS: 25.75.Gz; 13.85.Hd

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время полуфеноменологическая модель кварк-глюонных струн, понимаемых как трубки цветового потока [1–4], является стандартным подходом для описания мягкой части адронных взаимодействий при высоких энергиях. Различные версии струнной модели применяются в таких монте-карловских (МК) генераторах событий, как PYTHIA, VENUS, HIJNG, AMPT, EPOS и др., для описания мягких процессов в сильных взаимодействиях, когда теория возмущений КХД не работает.

Наряду с этим все большее признание получает картина, в которой при большой плотности струн, например при высоких энергиях в ядроядерных столкновениях, они начинают перекрываться в плоскости прицельного параметра из-за их конечной площади в поперечной плоскости. Как результат возникает необходимость учета взаимодействия между струнами, приводящего, в частности, к процессам их слияния и образованию струнных кластеров («цветных веревок») [5–8]. В настоящей работе мы показываем, что при энергиях ЛHC процессы слияния струн играют важную роль и в  $pp$ -взаимодействиях.

В работе [9] в качестве одного из инструментов для исследования эффектов слияния струн было предложено изучение так называемых корреляций вперед–назад (forward–backward (FB) correlations) между наблюдаемыми в двух разделенных интервалах быстроты. Действительно, известно, что исследования дальних быстротных корреляций позволяют получить информацию о самых начальных стадиях адронных столкновений [10] и, в частности, о формирующейся в данном столкновении струнной конфигурации.

К сожалению, еще в работе [11] было показано, что традиционный коэффициент FB-корреляций между множественностями заряженных частиц  $n_F$  и  $n_B$  в быстротных окнах наблюдения сильно зависит от флуктуаций числа разрезанных померонов (числа струн) от события к событию в  $pp$ -столкновениях, т.е. от так называемых «объемных флуктуаций» — тривиальных флуктуаций в числе источников. С этой точки зрения необходимо использовать другие наблюдаемые, не чувствительные к флуктуациям числа источников (струн), но чувствительные к флуктуациям свойств этих источников, в частности к образованию струнных кластеров в результате процессов слияния струн.

Мы можем подавить влияние этих тривиальных «объемных» флуктуаций по сравнению с вкладом процессов слияния струн двумя способами: или путем изучения коэффициента FB-корреляции между интенсивными

величинами, такими как среднесобытийные поперечные импульсы  $p_F$  и  $p_B$  всех заряженных частиц, зарегистрированных в данном событии в быстротных интервалах наблюдения  $\delta y_F$  и  $\delta y_B$  соответственно (вместо их множественностей  $n_F$  и  $n_B$ ), как это было предложено в работах [12–19], или путем введения более сложной корреляционной наблюдаемой между  $n_F$  и  $n_B$ . В данной работе рассматривается второй подход.

## 1. СИЛЬНОИНТЕНСИВНАЯ НАБЛЮДАЕМАЯ $\Sigma$

Общие методы построения так называемых сильноинтенсивных наблюдаемых — переменных, на которые не влияют «объемные» флуктуации, описаны в работе [20]. Позже было предложено [21] исследовать сильноинтенсивную величину  $\Sigma(n_F, n_B)$ , определяемую для множественностей заряженных частиц  $n_F$  и  $n_B$  в двух окнах наблюдения:

$$\Sigma(n_F, n_B) \equiv [\langle n_F \rangle \omega_{n_B} + \langle n_B \rangle \omega_{n_F} - 2 \text{cov}(n_F n_B)] / [\langle n_F \rangle + \langle n_B \rangle], \quad (1)$$

где  $\omega_n \equiv D_n / \langle n \rangle$  — нормированная (приведенная) дисперсия, а  $\text{cov}(n_F n_B) \equiv \langle n_F n_B \rangle - \langle n_F \rangle \langle n_B \rangle$ . Для случая симметричного столкновения и симметрично расположенных одинаковых окон наблюдения  $\delta y_F = \delta y_B = \delta y$  имеем

$$\langle n_F \rangle = \langle n_B \rangle \equiv \langle n \rangle, \quad D_{n_F} = D_{n_B} \equiv D_n, \quad \omega_{n_F} = \omega_{n_B} \equiv \omega_n, \quad (2)$$

и выражение (1) можно упростить до

$$\Sigma(n_F, n_B) = \omega_n - \frac{\text{cov}(n_F, n_B)}{\langle n \rangle} = \frac{\langle n^2 \rangle - \langle n_F n_B \rangle}{\langle n \rangle}. \quad (3)$$

Ранее в работе [22] было показано, что в модели с независимыми одинаковыми струнами наблюдаемая  $\Sigma(n_F, n_B)$  зависит только от параметров одиночной струны — одно- и двухчастичных быстротных распределений частиц, возникающих от распада струны:

$$\lambda(y) \equiv \frac{dN}{dy} = \frac{\langle \mu \rangle}{\delta y} = \mu_0, \quad \lambda_2(y_1, y_2) \equiv \frac{d^2 N}{dy_1 dy_2} = \lambda_2(y_1 - y_2). \quad (4)$$

Вместо  $\lambda_2(y_1, y_2)$  иногда удобнее использовать двухчастичную корреляционную функцию струны, определяемую следующим образом:

$$\Lambda(y_1, y_2) \equiv \frac{\lambda_2(y_1, y_2)}{\lambda(y_1)\lambda(y_2)} - 1 = \frac{\lambda_2(y_1 - y_2)}{\mu_0^2} - 1 = \Lambda(y_1 - y_2). \quad (5)$$

Последние переходы в этих формулах соответствуют приближению, предполагающему наличие еще трансляционной инвариантности по быстроте, которое хорошо выполняется в области центральных быстрот при энергиях ЛНС.

В работе [22] показано, что в модели с независимыми одинаковыми струнами

$$\Sigma(n_F, n_B) = \Sigma(\mu_F, \mu_B), \quad (6)$$

где  $\Sigma(\mu_F, \mu_B)$  — сильноинтенсивная переменная  $\Sigma$ , определенная аналогично (1), но для одиночной струны. Здесь  $\mu_F$  и  $\mu_B$  — число частиц от распада одиночной струны, попадающих в переднее ( $\delta y_F$ ) и заднее ( $\delta y_B$ ) окна наблюдения соответственно. В частности, для случая симметричных окон малой ширины  $\delta y_F = \delta y_B = dy \ll 1$  эта величина выражается через параметры (4), (5), характеризующие струну:

$$\Sigma(\mu_F, \mu_B) = 1 + \mu_0 \delta y [\Lambda(0) - \Lambda(\Delta y)]. \quad (7)$$

Здесь  $\delta y$  — ширина окон наблюдения, а  $\Delta y$  — расстояние по быстрой между центрами этих окон.

Из формул (6) и (7) понятно, что в рамках модели с независимыми одинаковыми струнами переменная  $\Sigma(n_F, n_B)$  действительно является сильноинтенсивной величиной. Ее значение совпадает со значением для одиночной струны  $\Sigma(\mu_F, \mu_B)$ , которое зависит только от параметров этой струны и не зависит ни от количества струн, образующихся в данном событии, ни от флуктуации их числа от события к событию.

Позднее в версии модели, учитывающей процессы слияния струн и формирование различных типов струнных кластеров, было обнаружено [23], что наблюдаемая  $\Sigma(n_F, n_B)$  оказывается равной средневзвешенному ее значению для различных струнных кластеров  $\Sigma_k(\mu_F, \mu_B)$ , состоящих из  $k$  струн, с весовыми коэффициентами  $\alpha_k$ , зависящими от деталей столкновения — его энергии и центральности:

$$\Sigma(n_F, n_B) = \sum_{k=1}^{\infty} \alpha_k \Sigma_k(\mu_F, \mu_B). \quad (8)$$

Значение сильноинтенсивной переменной  $\Sigma_k(\mu_F, \mu_B)$  для данного струнного кластера, образованного в результате слияния  $k$  струн, выражается через его характеристики — среднюю плотность заряженных частиц, образующихся при его распаде на единицу быстроты  $\mu_0^{(k)}$ , и парную корреляционную функцию  $\Lambda_k(\Delta y)$  между частицами, образующимися на расстоянии  $\Delta y$  по быстрой при распаде этого кластера. Для достаточно узких по быстрой окон наблюдения  $\delta y \ll 1$  эта зависимость аналогична (7) и имеет следующий вид:

$$\Sigma_k(\mu_F, \mu_B) = 1 + \mu_0^{(k)} \delta y [\Lambda_k(0) - \Lambda_k(\Delta y)]. \quad (9)$$

Напомним, что  $\Delta y$  — расстояние по быстрой между центрами этих окон. (Для случая более широких окон наблюдения см. формулы в работе [24].)

Для самой парной корреляционной функции кластера  $\Lambda_k(\Delta y)$ , сформированного из  $k$  струн, мы использовали простейшую экспоненциальную параметризацию

$$\Lambda_k(\Delta \eta) = \Lambda_0^{(k)} \exp(-|\Delta y|/y_{\text{corr}}^{(k)}), \quad (10)$$

где  $\Delta y = y_1 - y_2$ , а  $y_{\text{corr}}^{(k)}$  — характерная корреляционная длина для частиц, рождающихся от данного кластера.

Как показано в работе [23], весовые коэффициенты  $\alpha_k$  в формуле (8)

$$\alpha_k = \frac{\langle n \rangle_k}{\langle n \rangle} \quad (11)$$

представляют собой среднюю долю частиц, возникших в результате распада всех кластеров, образованных слиянием  $k$  струн, при этом первый член ( $k = 1$ ) соответствует вкладу одиночных струн. Очевидно, что при изменении начальной энергии и центральности  $pp$ -столкновений доля кластеров, соответствующих различному количеству слившихся струн, будет меняться, что приведет к изменению весов  $\alpha_k$ , а следовательно, и наблюдаемой  $\Sigma(n_F, n_B)$  согласно (8).

Поэтому, если принять во внимание возможность образования источников разного типа, наблюдаемая  $\Sigma(n_F, n_B)$ , строго говоря, перестает быть сильноинтенсивной, начиная зависеть через веса  $\alpha_k$  от условий столкновения, в частности от степени его центральности и начальной энергии. Тем не менее, как мы увидим ниже, изучение зависимости переменной  $\Sigma(n_F, n_B)$  от расстояния по быстрой  $\Delta y$  между центрами окон наблюдения шириной  $\delta y$  при различных условиях столкновения позволяет определить характеристики струнных кластеров.

## 2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СТРУН В ПОПЕРЕЧНОЙ ПЛОСКОСТИ И ОБРАЗОВАНИЕ СТРУННЫХ КЛАСТЕРОВ

Для нахождения зависимости весовых коэффициентов  $\alpha_k$  от условий столкновения мы использовали моделирование методом Монте-Карло  $pp$ -столкновений при энергиях ЛНС в рамках струнной модели. Генерация методом Монте-Карло струнных конфигураций, возникающих в  $pp$ -столкновениях, проводилась на основе подхода, предложенного ранее [25]. Важно, что этот подход позволяет зафиксировать расположение первичных струн в поперечной плоскости в каждом событии, что необходимо для расчета процессов их слияния, приводящих к образованию струнных кластеров.

При учете процессов слияния струн мы использовали метод [26, 27], основанный на использовании конечной решетки (сетки) в плоскости прицельного параметра, так, как это описано в работах [23, 28]. В рамках этого подхода предполагается, что все  $k$  струн, центры которых оказываются в одной ячейке этой сетки, сливаются в единый струнный кластер. При этом в соответствии с предписаниями модели слияния струн [7, 8] предполагается следующая зависимость среднего числа частиц  $\langle \mu \rangle_k$ , образующихся при распаде кластера, от числа слившихся струн  $k$ :

$$\langle \mu \rangle_k = \mu_0^{(k)} \delta y = \mu_0 \sqrt{k} \delta y, \quad (12)$$

где  $\mu_0^{(k)}$  и  $\mu_0^1 \equiv \mu_0$  — средние быстроечные плотности частиц, возникающие при адронизации струнного кластера и одной одиночной струны соответственно;  $\delta y$  — ширина окна наблюдения по быстрой.

Поскольку согласно (12) быстрая плотность заряженных частиц от распада струнного кластера считается пропорциональной  $\sqrt{k}$  и корреляции имеют место только между соседними сегментами струнного кластера, разумно предположить, что характерная корреляционная длина  $y_{\text{corr}}^{(k)}$  убывает с ростом  $k$  как  $1/\sqrt{k}$ . Некоторые дополнительные аргументы в пользу этого предположения представлены в работе [22]. Поэтому будем предполагать следующую зависимость параметров корреляционной функции струнного кластера от  $k$ :

$$y_{\text{corr}}^{(k)} = y_{\text{corr}}^{(1)}/\sqrt{k}, \quad \Lambda_0^{(k)} = \text{const}. \quad (13)$$

В настоящей работе, используя моделирование методом Монте-Карло  $pp$ -столкновений, мы последовательно генерируем распределения струн в поперечной плоскости, учитывая образование струнных кластеров и рассчитываем весовые коэффициенты  $\alpha_k$  как среднюю долю частиц, образовавшихся от распадов кластеров, состоящих из  $k$  струн:

$$\alpha_k = \frac{\langle n \rangle_k}{\langle n \rangle} = \frac{\langle n \rangle_k}{\sum_{k=1}^{\infty} \langle n \rangle_k} = \frac{\langle m \rangle_k \mu_0^{(k)} \delta y}{\sum_{k=1}^{\infty} \langle m \rangle_k \mu_0^{(k)} \delta y} = \frac{\langle m \rangle_k \sqrt{k}}{\sum_{(k)=1}^{\infty} \langle m \rangle_k \sqrt{k}}. \quad (14)$$

Здесь  $\langle m \rangle_k$  — среднее число кластеров, состоящих из  $k$  струн, которое мы находим из сгенерированных струнных конфигураций, отвечающих заданным условиям  $pp$ -столкновения. После этого можно рассчитать  $\Sigma(n_F, n_B)$  по формуле (8).

### 3. ФИКСАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ КЛАСТЕРОВ

Для фиксации оставшихся свободных параметров модели нами была рассчитана зависимость переменной  $\Sigma(n_F, n_B)$  от величины зазора  $\Delta y$  между быстроечными окнами наблюдения малой ширины ( $\delta y = 0,2$ ) для  $\text{minbias}$   $pp$ -столкновений при двух начальных энергиях — 0,9 и 7 ТэВ, и проведено сравнение результатов расчетов с предварительными экспериментальными значениями, полученными коллаборацией ALICE для  $\Sigma(n_F, n_B)$  [29] при анализе данных по рождению заряженных частиц в мягкой области спектра с поперечными импульсами в интервале 0,3–1,5 ГэВ/с (рис. 1). При сравнении можно получить значения оставшихся параметров в зависимостях (12) и (13), характеризующих кластеры с разным количеством слившихся струн:

$$\mu_0 = 0,7, \quad y_{\text{corr}}^{(1)} = 2,7, \quad \Lambda_0^{(1)} = 0,8. \quad (15)$$

При сравнении зависимостей при начальных энергиях 0,9 и 7 ТэВ, представленных на рис. 1, видно, что в  $pp$ -столкновениях при энергиях

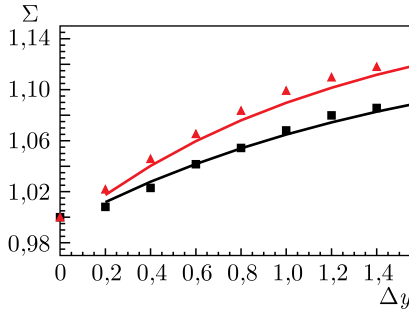


Рис. 1. Сильноинтенсивная переменная  $\Sigma(n_F, n_B)$  как функция расстояния по быстрой между центрами окон наблюдения  $\Delta y$  (шириной  $\delta y = 0,2$ ) для  $pp$ -столкновений при значениях начальной энергии 0,9 ТэВ (нижняя кривая) и 7 ТэВ (верхняя кривая). Точки — экспериментальные значения, полученные коллаборацией ALICE [29] при анализе данных по выходам заряженных частиц с поперечными импульсами в интервале 0,3–1,5 ГэВ/с в  $pp$ -столкновениях при тех же энергиях — 0,9 ТэВ (квадраты) и 7 ТэВ (треугольники)

ЛНС эффекты слияния струн оказывают значительное влияние на поведение сильноинтенсивной наблюдаемой  $\Sigma(n_F, n_B)$ , причем рост этой переменной при увеличении начальной энергии объясняется возрастающим вкладом от образования струнных кластеров с новыми свойствами, состоящими из все большего числа слившихся струн.

#### 4. ЗАВИСИМОСТЬ НАБЛЮДАЕМОЙ $\Sigma$ ОТ ЦЕНТРАЛЬНОСТИ СТОЛКНОВЕНИЯ

Проведен анализ зависимости наблюдаемой  $\Sigma(n_F, n_B)$  от центральности  $pp$ -столкновения. Для этого сначала было проведено предварительное моделирование методом Монте-Карло, которое позволило найти распределение по множественности в фиксированном интервале быстрой (рис. 2), имитирующее распределение по сигналу в детекторе VOM = VOA+VOC, используемое в эксперименте ALICE для определения степени центральности  $pp$ -столкновения. С помощью этого распределения и выбора по множественности достаточно узких классов центральности была рассчитана сильноинтенсивная переменная  $\Sigma(n_F, n_B)$  как функция расстояния по быстрой  $\Delta y$  между центрами окон наблюдения для различных классов центральности при начальной энергии 13 ТэВ, представленная на рис. 3.

Отметим, что, поскольку эти расчеты выполнялись для более широкого интервала поперечных импульсов 0,2–2 ГэВ/с, который используется в настоящее время в эксперименте ALICE при анализе рождения заряженных частиц в мягкой области спектров, для учета роста их общей множественности коэффициент  $\mu_0$  был увеличен согласно работе [30]

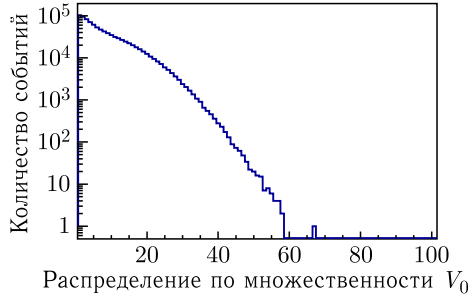


Рис. 2. Данные моделирования методом Монте-Карло распределения по множественности в фиксированном интервале быстроты, имитирующего распределение по сигналу в детекторе  $V_0$  в эксперименте ALICE, используемое для определения классов центральности  $pp$ -столкновения

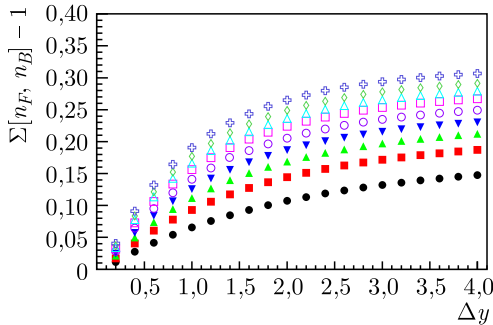


Рис. 3. Переменная  $\Sigma(n_F, n_B) - 1$  как функция расстояния по быстрой  $\Delta y$  между центрами окон наблюдения для различных классов центральности  $pp$ -столкновений: 1–5% (+), 5–10% (◇), 10–15% (△), 15–20% (□), 20–30% (○), 30–40% (▼), 40–50% (▲), 50–70% (■), 70–100% (●). Рассчитана для заряженных частиц с поперечными импульсами в интервале 0,2–2 ГэВ/с для окон наблюдения шириной  $\delta y = 0,2$  и начальной энергии 13 ТэВ

в 1,28 раза до значения  $\mu_0 = 0,9$ . При этом значения всех остальных параметров были сохранены.

По поведению зависимостей, представленных на рис.3, виден значительный рост наблюдаемой  $\Sigma(n_F, n_B)$  с увеличением центральности  $pp$ -столкновения. Это увеличение объясняется тем, что при энергиях ЛНС увеличение центральности  $pp$ -столкновения ведет к росту общего числа начальных струн (разрезанных померонов), а следовательно, и усилению процессов их слияния и образования струнных кластеров. В этом случае рост этой переменной с увеличением центральности столкновения объясняется возрастающим вкладом от образования струнных кластеров, состоящих из все большего числа слившихся струн.



## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках модели с кварк-глюонными струнами (трубками цветного потока) в качестве источников исследованы свойства сильноинтенсивной переменной  $\Sigma(n_F, n_B)$ , характеризующей корреляции между числом частиц  $n_F$  и  $n_B$ , регистрируемых в  $pp$ -взаимодействиях при энергиях ЛНС в двух разнесенных по быстроте окнах наблюдения. Установлено, что наблюдаемое в эксперименте ALICE [29] поведение этой переменной удастся объяснить только при наличии источников разного типа, роль которых в нашей модели играют одиночные струны и кластеры, образованные слиянием нескольких струн.

На основе аналитических расчетов, дополненных данными моделирования методом Монте-Карло, позволяющего учесть процессы слияния струн путем введения решетки в плоскости прицельного параметра, найдена зависимость переменной  $\Sigma(n_F, n_B)$  от расстояния по быстроте  $\Delta y$  между центрами окон наблюдения с заданной шириной  $\delta y$  для двух начальных значений энергии: 0,9 и 7 ТэВ.

Показано, что сравнение результатов нашей модели с предварительными экспериментальными значениями сильноинтенсивной переменной  $\Sigma(n_F, n_B)$ , полученными из анализа данных ALICE [29] по  $pp$ -столкновениям при 0,9 и 7 ТэВ, позволяет получить информацию о параметрах, характеризующих кластеры с разным количеством слившихся струн, в частности о средней множественности заряженных частиц, образующихся при их распаде на единицу быстроты  $\mu_0^{(k)}$  в формуле (12), и параметрах двухчастичных корреляционных функций в формулах (10) и (13) для кластеров, образованных слиянием  $k$  струн.

Для расчета зависимости наблюдаемой  $\Sigma(n_F, n_B)$  от центральности  $pp$ -столкновения проведено предварительное моделирование методом Монте-Карло с целью нахождения распределения по множественности в фиксированном интервале быстроты. Это распределение использовано для разбиения событий на классы центральности, подобно тому как распределение по сигналу в детекторе  $V0M = V0A + V0C$  используется в эксперименте ALICE для определения степени центральности  $pp$ -столкновения. В результате найдена зависимость наблюдаемой  $\Sigma(n_F, n_B)$  от расстояния по быстроте  $\Delta y$  между центрами окон наблюдения для различных классов центральности.

В целом показано, что в  $pp$ -столкновениях при энергиях ЛНС эффекты слияния струн оказывают значительное влияние на поведение этой наблюдаемой, в частности найдено, что рост этой переменной при увеличении начальной энергии и центральности столкновений в  $pp$ -взаимодействиях объясняется возрастающим вкладом от образования струнных кластеров с новыми свойствами, состоящими из все большего числа слившихся струн.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 18-02-40075) и СПбГУ (грант ID: 94031112).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kaidalov A. B.* The Quark–Gluon Structure of the Pomeron and the Rise of Inclusive Spectra at High Energies // *Phys. Lett. B.* 1982. V. 116. P. 459–463.
2. *Kaidalov A. B., Ter-Martirosian K. A.* Pomeron as Quark–Gluon Strings and Multiple Hadron Production at SPS-Collider Energies // *Ibid.* V. 117. P. 247–251.
3. *Abramovsky V. A., Gedalin E. V., Gurvich E. G., Kancheli O. V.* Long-Range Azimuthal Correlations in Multiple Production Processes at High Energies // *JETP Lett.* 1988. V. 47. P. 337–339.
4. *Capella A., Sukhatme U., Tan C.-I., Tran Thanh Van J.* Dual Parton Model // *Phys. Rep.* 1994. V. 236. P. 225–329.
5. *Biro T. S., Nielsen H. B., Knoll J.* Colour Rope Model for Extreme Relativistic Heavy Ion Collisions // *Nucl. Phys. B.* 1984. V. 245. P. 449–468.
6. *Bialas A., Czyz W.* Conversion of Color Field into  $q\bar{q}$  Matter in the Central Region of High-Energy Heavy Ion Collisions // *Nucl. Phys. B.* 1986. V. 267. P. 242–252.
7. *Braun M. A., Pajares C.* Particle Production in Nuclear Collisions and String Interactions // *Phys. Lett. B.* 1992. V. 287. P. 154–158.
8. *Braun M. A., Pajares C.* A Probabilistic Model of Interacting Strings // *Nucl. Phys. B.* 1993. V. 390. P. 542–558.
9. *Amelin N. S., Armesto N., Braun M. A., Ferreiro E. G., Pajares C.* Long- and Short-Range Correlations and the Search of the Quark Gluon Plasma // *Phys. Rev. Lett.* 1994. V. 73. P. 2813.
10. *Dumitru A., Gelis F., McLerran L., Venugopalan R.* Glasma Flux Tubes and the Near Side Ridge Phenomenon at RHIC // *Nucl. Phys. A.* 2008. V. 810. P. 91–108.
11. *Capella A., Krzywicki A.* Unitarity Corrections to Short-Range Order: Long-Range Rapidity Correlations // *Phys. Rev. D.* 1978. V. 18. P. 4120.
12. *Alessandro B. et al. (ALICE Collab.).* ALICE: Physics Performance Report. V. II. Sec. 6.5.15 // *Phys. J. G.* 2006. V. 32. P. 1295–2040.
13. *Vechernin V. V., Kolevatov R. S.* Long-Range Correlations between Transverse Momenta of Charged Particles Produced in Relativistic Nucleus–Nucleus Collisions // *Phys. At. Nucl.* 2007. V. 70. P. 1809–1818.
14. *Armesto N., Derkach D. A., Feofilov G. A.*  $p(t)$ -Multiplicity Correlations in a Multi-Pomeron-Exchange Model with String Collective Effects // *Phys. At. Nucl.* 2008. V. 71. P. 2087–2095.
15. *Vechernin V. V.* Correlation between Transverse Momenta in the String Fusion Model // *Theor. Math. Phys.* 2015. V. 184. P. 1271–1280.
16. *Vechernin V.* Long-Range Rapidity Correlations between Mean Transverse Momenta in the Model with String Fusion // *Eur. Phys. J. Web Conf.* 2016. V. 125. P. 04022.
17. *Vechernin V., Kovalenko V.* Forward–Backward Correlations between Intensive Observables // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2017. V. 798. P. 012053.
18. *Vechernin V. V.* Asymptotic Behavior of the Correlation Coefficients of Transverse Momenta in the Model with String Fusion // *Theor. Math. Phys.* 2017. V. 190. P. 251–267.

19. *Feofilov G., Kovalenko V., Puchkov A.* Correlation between Heavy Flavour Production and Multiplicity in  $pp$  and  $p$ -Pb collisions at High Energy in the Multipomeron Exchange Model // Eur. Phys. J. Web Conf. 2018. V. 171. P. 18003.
20. *Gorenstein M. I., Gazdzicki M.* Strongly Intensive Quantities // Phys. Rev. C. 2011. V. 84. P. 014904.
21. *Andronov E. V.* Influence of the Quark-Gluon String Fusion Mechanism on Long-Range Rapidity Correlations and Fluctuations // Theor. Math. Phys. 2015. V. 185. P. 1383–1390.
22. *Vechernin V.* Short- and Long-Range Rapidity Correlations in the Model with a Lattice in Transverse Plane // Eur. Phys. J. Web Conf. 2018. V. 191. P. 04011.
23. *Belokurova S. N., Vechernin V. V.* Strongly Intensive Variables and the Long-Range Correlations in the Model with a Lattice in Transverse Plane // Theor. Math. Phys. 2019. V. 200. P. 1094–1109.
24. *Belokurova S.* Study of Strongly Intense Quantities and Robust Variances in Multi-Particle Production at LHC Energies // Phys. Part. Nucl. 2022. V. 53. P. 154–158.
25. *Vechernin V., Lakomov I.* The Dependence of the Number of Pomerons on the Impact Parameter and the Long-Range Rapidity Correlations in  $pp$  Collisions // Baldin ISHEPP XXI. Proc. Science. 2013. P. 072.
26. *Vechernin V. V., Kolevatov R. S.* Cellular Approach to Long-Range  $p_t$  and Multiplicity Correlations in the String Fusion Model // Vestn. SPbU. Ser. 4. 2004. No. 4. P. 11–27; arXiv:0305136 [hep-ph].
27. *Braun M. A., Kolevatov R. S., Pajares C., Vechernin V. V.* Correlations between Multiplicities and Average Transverse Momentum in the Percolating Color Strings Approach // Eur. Phys. J. C. 2004. V. 32. P. 535–546.
28. *Vechernin V. V., Belokurova S. N.* The Strongly Intensive Observable in  $pp$  Collisions at LHC Energies in the String Fusion Model // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1690. P. 012088.
29. *Erokhin A. (for the ALICE Collab.).* Forward-Backward Multiplicity Correlations with Strongly Intensive Observables in  $pp$  Collisions // The VI Intern. Conf. on the Initial Stages of High-Energy Nuclear Collisions (IS2021), Jan. 10–15, 2021; <https://indico.cern.ch/event/854124/contributions/4134683/>.
30. *Andronov E., Vechernin V.* Strongly Intensive Observable between Multiplicities in Two Acceptance Windows in a String Model // Eur. Phys. J. A. 2019. V. 55. P. 14.