

# ВЛИЯНИЕ КОРОТКОДЕЙСТВУЮЩИХ БЫСТРОТНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ НА ФЛУКТУАЦИИ МНОЖЕСТВЕННОСТИ

*В. В. Вечернин*<sup>1</sup>, *С. Н. Белокурова*<sup>2</sup>

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

Исследовано влияние ближних по скорости корреляций на флуктуацию числа заряженных частиц в заданном быстротном интервале наблюдения. Показано, что для  $pp$ -столкновений при энергиях ЛНС флуктуации числа частиц от данного струнного кластера оказываются, из-за наличия ближних корреляций между частицами, значительно больше пуассоновских. Рассчитана величина нормированной и устойчивой дисперсии множественности для  $pp$ -столкновений при трех значениях начальной энергии: 0,9, 2,76 и 7 ТэВ, как с учетом процессов слияния струн и образования струнных кластеров, так и без него. Проведено сравнение с экспериментальными данными, и показано, что результаты, полученные с учетом формирования струнных кластеров, хорошо согласуются с экспериментальными значениями, в отличие от случая, не учитывающего процессы слияния струн.

The influence of short-range rapidity correlations on the fluctuation of the number of charged particles in a given rapidity interval of observation is investigated. It is shown that for  $pp$  collisions at LHC energies, the fluctuations of the particle number from a given string cluster are, due to the presence of short-range correlations between particles, significantly larger than the Poisson ones. The value of the scaled and robust variance of the multiplicity for  $pp$  collisions is calculated at three initial energies: 0.9, 2.76 and 7 TeV, both with and without taking into account the processes of string fusion and formation of string clusters. A comparison with experimental data is performed and it is shown that the results obtained taking into account the formation of string clusters agree well with the experimental values, in contrast to the case where string fusion processes are not taken into account.

PACS: 13.85.Hd; 25.75.Gz

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе мы исследуем влияние ближних по скорости корреляций на флуктуацию множественности заряженных частиц ( $n$ ) в заданном быстротном интервале наблюдения  $\delta y$ . Рассмотрение проводится в рамках модели, в которой заряженные частицы испускаются струнными кластерами, каждый из которых образуется в результате слияния какого-то числа ( $k$ ) первичных струн. Подробное описание этой

---

<sup>1</sup>E-mail: v.vechernin@spbu.ru

<sup>2</sup>E-mail: sveta.1596@mail.ru

модели можно найти в работах [1, 2]. Эта модель позволяет исследовать различные варианты слияния струн, а также случай без учета их взаимодействия, когда первичные струны распадаются на частицы независимо.

Для связи данной модели с процессом  $pp$ -рассеяния при высоких энергиях предполагается, что мультипомеронному  $pp$ -взаимодействию с обменом  $N_{\text{pom}}$  померонами отвечает формирование  $N_{\text{str}} = 2 N_{\text{pom}}$  начальных струн [1]. При необходимости учета влияния на образование наблюдаемых адронов процессов взаимодействия струн, приводящих к их слиянию с образованием струнных кластеров, на следующем этапе в модели в плоскости прицельного параметра вводится конечная поперечная решетка (грид) с площадью ячейки, равной поперечной площади струны:  $\sigma_{\text{str}} = \pi r_{\text{str}}^2$  с  $r_{\text{str}} = 0,2$  Фм. При этом считается, что все струны, центры которых попадают в данную ячейку решетки, образуют один струнный кластер.

Для характеристики распадных свойств данного кластера, образованного слиянием  $k$  струн, мы используем одночастичные и двухчастичные функции распределения заряженных частиц, образующихся при его фрагментации:

$$\lambda^{(k)}(y) \equiv \frac{dN}{dy}, \quad \lambda_2^{(k)}(y_1, y_2) \equiv \frac{d^2N}{dy_1 dy_2}. \quad (1)$$

Для простоты ограничимся рассмотрением распределений по быстроте, хотя легко можно обобщить рассмотрение и на случай, включающий распределения по азимутальному углу и поперечному импульсу [3]. Вместо двухчастичной функции распределения  $\lambda_2^{(k)}(y_1, y_2)$  обычно используют корреляционную функцию

$$\Lambda^{(k)}(y_1, y_2) \equiv \frac{\lambda_2^{(k)}(y_1, y_2)}{\lambda^{(k)}(y_1)\lambda^{(k)}(y_2)} - 1, \quad (2)$$

которая характеризует величину корреляций между парами заряженных частиц, образующихся при распаде данного кластера. Для простоты будем считать, что окно наблюдения  $\delta y$  расположено в центральной области быстрот, где при энергиях ЛНС имеет место трансляционная инвариантность по быстроте [3–5]. В этом случае

$$\lambda^{(k)}(y) = \langle \mu \rangle_k / \delta y = \mu_0^{(k)}, \quad \lambda_2^{(k)}(y_1, y_2) = \lambda_2^{(k)}(y_1 - y_2) \quad (3)$$

и

$$\Lambda^{(k)}(y_1, y_2) = \Lambda^{(k)}(y_1 - y_2) = \lambda_2^{(k)}(y_1 - y_2) / \mu_0^{(k)2} - 1. \quad (4)$$

Здесь  $\langle \mu \rangle_k = \mu_0^{(k)} \delta y$  — средняя множественность заряженных частиц в интервале наблюдения  $\delta y$ , рожденных при распаде кластера, образованного слиянием  $k$  струн. Флуктуации этой множественности характеризуются ее дисперсией  $d_k[\mu]$ , вместо которой часто используют нормированную (scaled) дисперсию  $\omega_k[\mu]$ :

$$d_k[\mu] \equiv \langle \mu^2 \rangle_k - \langle \mu \rangle_k^2, \quad \omega_k[\mu] \equiv d_k[\mu] / \langle \mu \rangle_k. \quad (5)$$

Легко убедиться [3], что дисперсия множественности частиц, попадающих в быстройный интервал  $\delta y$  от распада данного источника, однозначно определяется величиной корреляций между частицами, рождающимися от этого источника, т. е. его парной корреляционной функцией  $\Lambda^{(k)}(y_1 - y_2)$ :

$$\omega_k[\mu] = 1 + \langle \mu \rangle_k J_k = 1 + \mu_0^{(k)} \delta y J_k, \quad (6)$$

где

$$J_k \equiv \frac{1}{(\delta y)^2} \int_{\delta y} dy_1 \int_{\delta y} dy_2 \Lambda^{(k)}(y_1 - y_2). \quad (7)$$

Отметим, что  $J_k \rightarrow \Lambda^{(k)}(0)$  для достаточно узкого быстрого окна наблюдения  $\delta y$ , ширина которого намного меньше характерной длины корреляции ( $\delta y \ll y_{\text{corr}}$ ). Из формул (6) и (7) видно, что пуассоновское распределение по числу частиц, рождающихся от этого источника, для которого в любом заданном быстротном интервале  $\delta y$  должно выполняться условие  $\omega_k[\mu] = 1$ , возможно лишь при отсутствии любых, даже ближних, корреляций между частицами, рождающимися от этого источника.

Особенно наглядно видна зависимость флуктуации множественности частиц в заданном интервале  $\delta y$  от наличия корреляций между частицами, испускаемыми данным источником, при использовании так называемой устойчивой (robust) дисперсии  $R_k[\mu]$ . В этом случае мы просто имеем

$$R_k[\mu] \equiv \frac{\omega_k[\mu] - 1}{\langle \mu \rangle_k} = J_k, \quad (8)$$

тогда как для распределения Пуассона  $R_k[\mu] = 0$ .

### ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

В рамках модели предполагается, что в каждой  $i$ -й ячейке поперечной решетки из  $k_i$  начальных струн образуется свой струнный кластер [1, 2, 6]. Поскольку считается, что струнные кластеры в дальнейшем фрагментируют в наблюдаемые частицы независимым образом, то порядок нумерации ячеек грида не играет роли. Их общее число обозначим через  $M$ . Поэтому любая струнная конфигурация  $C$ , образующаяся в данном  $pp$ -столкновении, однозначно задается набором целых чисел:

$$C \equiv \{k_1, k_2, \dots, k_M\}. \quad (9)$$

В этом случае для средней множественности частиц в  $pp$ -столкновении в интервале  $\delta y$  справедливо следующее выражение:

$$\langle n \rangle = \sum_C P(C) \langle n \rangle_C. \quad (10)$$

Здесь  $P(C)$  — вероятность образования струнной конфигурации  $C$  с нормировочным условием:

$$\sum_C P(C) = \prod_{i=1}^M \left( \sum_{k_i=0}^{\infty} \right) P(k_1, k_2, \dots, k_M) = 1. \quad (11)$$

Через  $\langle n \rangle_C$  мы обозначили среднее значение числа частиц в интервале  $\delta y$  от распада данной струнной конфигурации  $C$ :

$$\langle n \rangle_C = \sum_{i=1}^M \langle \mu \rangle_{k_i}. \quad (12)$$

В работе [6] показано, что в этом случае  $\langle n \rangle$  можно представить как

$$\langle n \rangle = \sum_{k=1}^{\infty} \langle m(k) \rangle \langle \mu \rangle_k, \quad (13)$$

где  $\langle m(k) \rangle$  — среднее число ячеек решетки, в которых оказалось по  $k$  начальных струн. При этом выполняется условие

$$\sum_{k=0}^{\infty} \langle m(k) \rangle = M. \quad (14)$$

Каждое слагаемое в сумме (13) имеет смысл среднего числа частиц, рождающихся от всех струнных кластеров из  $k$  струн. Поэтому можно ввести коэффициенты  $\alpha(k)$ , дающие долю частиц, рожденных от распада всех струнных кластеров из  $k$  струн:

$$\alpha(k) \equiv \frac{\langle m(k) \rangle \langle \mu \rangle_k}{\langle n \rangle}, \quad \sum_{k=1}^{\infty} \alpha(k) = 1. \quad (15)$$

Используя эту переменную, можно получить [7] следующее выражение для нормированной дисперсии  $n$ :

$$\omega[n] = \sum_{k=1}^{\infty} \alpha(k) \omega_k[\mu] + \sum_C P(C) \frac{\langle n \rangle_C^2}{\langle n \rangle} - \langle n \rangle. \quad (16)$$

Очевидно, что оно не имеет того простого вида, который был получен в работе [6] для сильноинтенсивной переменной  $\Sigma(n_F, n_B)$  между множествами заряженных частиц в переднем  $n_F$  и заднем  $n_B$  окнах наблюдения, в котором присутствовал только вклад типа первой суммы в формуле (16). Еще более сложное выражение получается для устойчивой дисперсии  $n$ :

$$R[n] = \sum_{k=1}^{\infty} \alpha(k) R_k[\mu] \frac{\langle \mu \rangle_k}{\langle n \rangle} + \sum_C P(C) \frac{\langle n \rangle_C^2}{\langle n \rangle^2} - 1. \quad (17)$$

Практическим преимуществом формул (16) и (17) является то, что для расчетов методом Монте-Карло величин  $\omega[n]$  и  $R[n]$  в  $pp$ -столкновениях достаточно ограничиться лишь генерированием возникающих струнных конфигураций  $C$ , что мы и используем в настоящей работе.

Подробное описание разработанного ранее алгоритма Монте-Карло генерации возникающих струнных конфигураций для  $pp$ -столкновений при различных энергиях представлено в работе [1]. Для каждой сгенерированной струнной конфигурации  $C$  (9) величины наблюдаемых нормированной  $\omega[n]$  и устойчивой  $R[n]$  дисперсий числа частиц, попадающих в быстройный интервал  $\delta y$ , рассчитывались по формулам (16) и (17) с использованием формул (6)–(8) и (12)–(15). При этом было рассмотрено два случая: со слиянием  $k_i$  струн, оказавшихся в одной ячейке, в единый струнный кластер и без их слияния (т. е. в предположении, что все начальные струны распадаются в адроны независимым образом, без предварительного взаимодействия между собой).

## МОДЕЛЬ СО СЛИЯНИЕМ СТРУН

Учет эффектов слияния струн проводился в рамках подхода, предложенного в работах [8–10], в котором аргументируется, что в случае слияния  $k$  струн множественность частиц от такого кластера равна

$$\langle \mu \rangle_k = \langle \mu \rangle_1 \sqrt{k}, \quad \mu_0^{(k)} = \mu_0^{(1)} \sqrt{k}. \quad (18)$$

Для двухчастичной корреляционной функции кластеров в расчетах использовалась простейшая экспоненциальная форма:

$$\Lambda^{(k)}(y_1 - y_2) = \Lambda_0^{(k)} \exp\left(\frac{-|y_1 - y_2|}{y_{\text{corr}}^{(k)}}\right), \quad (19)$$

которая ранее позволила детально описать [3, 11, 12] экспериментальные данные коллаборации ALICE [4] по корреляциям вперед-назад.

Ранее в работах [1, 2], в которых в рамках настоящего подхода изучалось поведение сильноинтенсивной переменной  $\Sigma(n_F, n_B)$  для  $pp$ -столкновений при энергиях ЛНС, были высказаны соображения, что при зависимости средней множественности от числа слившихся струн (18) длина корреляции для кластера должна аналогичным образом убывать:

$$y_{\text{corr}}^{(k)} = y_{\text{corr}}^{(1)} / \sqrt{k}. \quad (20)$$

При этом предполагалось, что  $\Lambda_0^{(k)} = \Lambda_0^{(1)}$  и не зависит от  $k$ . Эти предположения позволили описать наблюдаемое поведение  $\Sigma(n_F, n_B)$  и зафиксировать оставшиеся параметры модели следующим образом [7]:

$$\mu_0^{(1)} = 0,41, \quad y_{\text{corr}}^{(1)} = 2,7 \text{ ФМ}, \quad \Lambda_0^{(1)} = 1,36. \quad (21)$$

Значение множественности  $\mu_0^{(1)} = 0,41$  отвечает интервалу заряженных частиц с поперечными импульсами  $0,3 < p_{\perp} < 1,5$ , который использовался в экспериментальной работе [4].

Отметим, что с применением простого вида корреляционной функции (19) для  $J_k$  имеет место соотношение

$$J_k(\delta y) = J_1(\delta y \sqrt{k}). \quad (22)$$

В этом случае двойной интеграл (7) может быть вычислен явно (см. [7]).

Результаты расчета нормированной  $\omega[n]$  и устойчивой  $R[n]$  дисперсий для  $pp$ -столкновений при трех значениях начальной энергии ( $\sqrt{s} = 0,9, 2,76$  и  $7$  ТэВ) с учетом слияния струн и образования струнных кластеров представлены темными точками на рис. 1 как функции ширины быстрого интервала наблюдения  $\delta y$ .

Видно, что благодаря наличию ближних корреляций между частицами, рожденными от данного струнного кластера, которые описываются функциями  $\Lambda^{(k)}(y_1 - y_2)$ , позволившими ранее детально описать поведение сильноинтенсивной переменной  $\Sigma(n_F, n_B)$  в  $pp$ -столкновениях при энергиях ЛНС [1, 2], полученные значения  $\omega[n]$  и  $R[n]$  оказываются далеки от пуассоновских ( $\omega[n] = 1$  и  $R[n] = 0$ ), которым отвечает отсутствие корреляций ( $\Lambda^{(k)}(y_1 - y_2) = 0$ ).

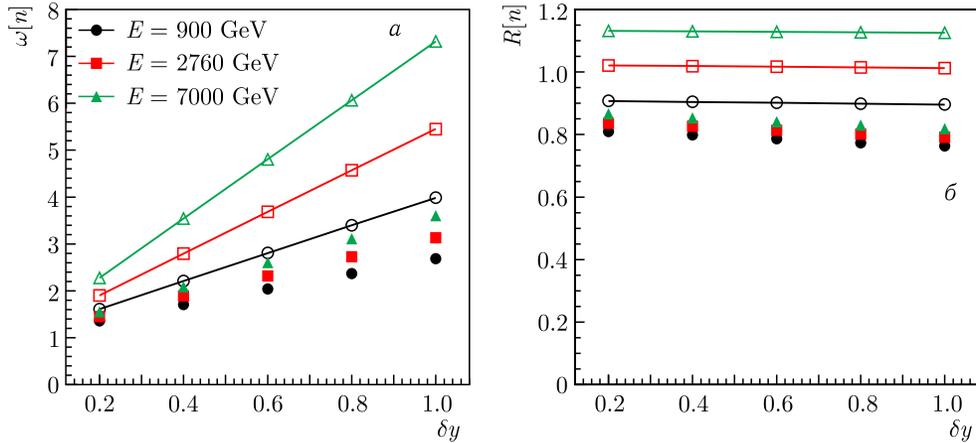


Рис. 1. Результаты расчетов нормированной  $\omega[n]$  (а) и устойчивой  $R[n]$  (б) дисперсий как функций ширины окна наблюдения по быстроте  $\delta y$  для  $pp$ -столкновений при трех значениях начальной энергии:  $\sqrt{s} = 900$  ГэВ (темные кружки), 2760 ГэВ (темные квадраты) и 7000 ГэВ (темные треугольнички) с учетом формирования струнных кластеров. Светлыми точками представлены результаты, полученные с использованием того же алгоритма Монте-Карло  $pp$ -взаимодействия [1, 2], но без учета процесса слияния струн в кластеры (см. (23)). Линии — результаты аналитических расчетов по формулам (25) и (26) для случая без учета слияния струн

### МОДЕЛЬ БЕЗ УЧЕТА СЛИЯНИЯ СТРУН

В настоящей работе для сравнения также проведены расчеты в предположении, что все начальные струны распадаются в адроны независимым образом, без предварительного взаимодействия между собой и слияния в струнные кластеры. Эти расчеты были проведены с помощью двух методов. Первый метод позволяет проверить корректность разработанного алгоритма Монте-Карло. В работе [1] отмечалось, что случаю без учета слияния струн соответствует использование того же самого алгоритма Монте-Карло, но с заменой соотношений (18) и (20) на следующие:

$$\langle \mu \rangle_k = \langle \mu \rangle_1 k, \quad y_{\text{corr}}^{(k)} = y_{\text{corr}}^{(1)}, \quad \Lambda_0^{(k)} = \Lambda_0^{(1)} / k. \quad (23)$$

Вместо (22) имеем

$$J_k(\delta y) = J_1(\delta y) / k. \quad (24)$$

Результаты расчета нормированной  $\omega[n]$  и устойчивой  $R[n]$  дисперсий этим методом для случая без слияния струн и образования струнных кластеров для  $pp$ -столкновений при тех же условиях представлены на рис. 1 светлыми точками.

Видно, что значения  $\omega[n]$  и  $R[n]$  оказываются еще дальше от пуассоновских значений. То есть учет процессов слияния струн и образования струнных кластеров значительно уменьшает флуктуации множественности в интервале наблюдения, но они все равно остаются существенно больше пуассоновских значений:  $\omega[n] = 1$  и  $R[n] = 0$ .

В то же время очевидно, что если начальные струны распадаются независимо и не нужно учитывать их слияние в струнные кластеры, то в этом случае уже нет необходимости моделировать их распределение в пространстве. Ясно, что результирующие выражения для дисперсий множественности будут зависеть только от общего числа образующихся начальных струн и его флуктуаций от события к событию.

Действительно, легко показать, что при предположениях (23) формулы (16) и (17) переходят в известные формулы для дисперсии множественности от флуктуирующего числа одинаковых источников:

$$\omega[n] = \omega_1[\mu] + \omega[N_{\text{str}}] \langle \mu \rangle_1, \quad (25)$$

$$R[n] = \frac{R_1[\mu] + \omega[N_{\text{str}}]}{\langle N_{\text{str}} \rangle}. \quad (26)$$

Последняя формула с учетом соотношений (7) и (8) соответствует связи

$$C_2(y_1 - y_2) = \frac{\Lambda^{(1)}(y_1 - y_2) + \omega[N_{\text{str}}]}{\langle N_{\text{str}} \rangle}, \quad (27)$$

полученной в работе [3] для случая флуктуирующего числа одинаковых струн, где  $C_2(y_1 - y_2)$  — двухчастичная корреляционная функция для  $pp$ -взаимодействия. Наблюдаемые  $\omega[n]$  и  $R[n]$  выражаются через нее (безмодельным образом! [3]) аналогично формулам (7) и (8):

$$R[n] \equiv \frac{\omega[n] - 1}{\langle n \rangle} = \frac{1}{(\delta y)^2} \int_{\delta y} dy_1 \int_{\delta y} dy_2 C_2(y_1 - y_2). \quad (28)$$

Поэтому интегрирование (27) дает (26).

Результаты расчетов  $\omega[n]$  и  $R[n]$  по формулам (25) и (26) для случая без слияния струн представлены на рис. 1 сплошными линиями. Эти расчеты удается выполнить полностью аналитически, так как для используемой модели в работе [1] были получены явные аналитические выражения для  $\langle N_{\text{str}} \rangle$  и  $\omega[N_{\text{str}}]$  при произвольной начальной энергии  $pp$ -столкновения. Видно, что результаты этих аналитических расчетов совпадают с результатами моделирования методом Монте-Карло для данного случая, что свидетельствует в пользу корректности используемого алгоритма Монте-Карло.

## СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

На рис. 2 представлены результаты расчета нормированной дисперсии  $\omega[n]$  в сравнении с экспериментальными значениями, взятыми из работы [4], для  $pp$ -столкновений при трех значениях начальной энергии:  $\sqrt{s} = 0,9, 2,76$  и  $7$  ТэВ и ширине быстрого интервала наблюдения  $\delta y = 1,6$ ,  $y \in (-0,8, 0,8)$ . При этом учтено, что в этом эксперименте при анализе использовались лишь частицы с поперечным импульсом  $p_{\perp} \in (0,3, 1,5)$  ГэВ. Видно, что результаты, полученные с учетом слияния струн и образования струнных кластеров, хорошо согласуются с экспериментальными данными, в отличие от случая, не учитывающего процессы слияния струн.

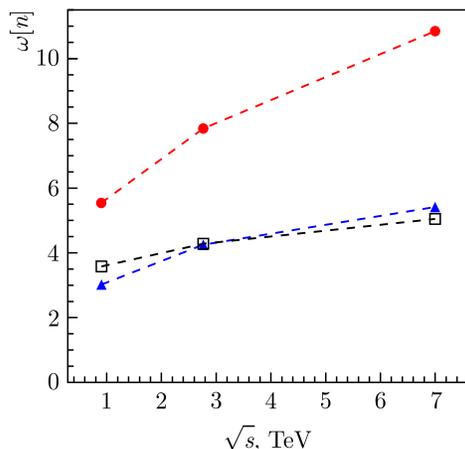


Рис. 2. Результаты расчетов нормированной дисперсии  $\omega[n]$  в сравнении с экспериментальными данными ALICE [4] для быстрого интервала наблюдения  $\delta y = 1,6$  ( $y \in [-0,8, 0,8]$ ) и частиц с поперечными импульсами  $p_{\perp} \in (0,3, 1,5)$  ГэВ для  $pp$ -взаимодействий при трех значениях начальной энергии:  $\sqrt{s} = 0,9, 2,76$  и  $7$  ТэВ. Кружки — результаты вычислений в модели без слияния струн; квадраты — результаты вычислений в модели с образованием струнных кластеров; треугольники — экспериментальные значения из работы [4]. Штриховые линии соединяют точки одного типа

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Известно, что величина флуктуаций множественности в заданном быстротном интервале определяется двумя факторами — характером флуктуаций числа частиц, рождающихся от данного источника, и флуктуациями числа и типов этих источников (в нашем случае струнных кластеров) от события к событию.

Показано, что для  $pp$ -столкновений при энергиях ЛНС флуктуации числа частиц от данного струнного кластера, в частности нормированная дисперсия  $\omega_k[\mu]$ , из-за наличия ближних корреляций между частицами оказываются значительно больше пуассоновских, для которых  $\omega_k[\mu] = 1$  и которые возможны только при отсутствии корреляций между частицами (см. (6) и (7)).

Учет флуктуаций числа и типов струнных кластеров от события к событию приводит к еще большему увеличению результирующих флуктуаций множественности и значения  $\omega[n]$ . Это увеличение оказывается более значительным в модели без слияния начальных струн, поскольку процессы объединения струн в кластеры уменьшают число источников и его флуктуации от события к событию.

Сравнение с экспериментальными данными показывает, что результаты, полученные в расчетах с учетом слияния струн и образования струнных кластеров, хорошо согласуются с экспериментальными значениями, в отличие от случая, не учитывающего процессы слияния струн.

Исследование выполнено в рамках проекта Санкт-Петербургского государственного университета, ID: 95413904.

**Конфликт интересов.** Авторы подтверждают отсутствие конфликта интересов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Vechernin V. V., Belokurova S. N.* Strongly Intensive Variable in the Model of High-Energy  $pp$  Interactions with the Formation of String Clusters // *Theor. Math. Phys.* 2023. V.216. P.1299–1312.
2. *Belokurova S., Vechernin V.* Using a Strongly Intense Observable to Study the Formation of Quark–Gluon String Clusters in  $pp$  Collisions at LHC Energies // *Symmetry.* 2022. V. 14. P.1673.
3. *Vechernin V.* Forward–Backward Correlations between Multiplicities in Windows Separated in Azimuth and Rapidity // *Nucl. Phys. A.* 2015. V.939. P.21–45; arXiv:1210.7588 [hep-ph].
4. *Adam J. et al. (ALICE Collab.).* Forward–Backward Multiplicity Correlations in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 0.9, 2.76$  and 7 TeV // *JHEP.* 2015. V.2015, No.05. P.97; arXiv:1502.00230 [nucl-ex].
5. *Belokurova S., Vechernin V.* Long-Range Correlations between Observables in a Model with Translational Invariance in Rapidity // *Symmetry.* 2020. V. 12, No.07. P.1107.
6. *Belokurova S. N., Vechernin V. V.* Strongly Intensive Variables and Long-Range Correlations in the Model with a Lattice in the Transverse Plane // *Theor. Math. Phys.* 2019. V.200, No.2. P.1094–1109.
7. *Belokurova S. N., Vechernin V. V.* Multiplicity Correlations in the Model with String Clusters in  $pp$  Collisions at LHC Energies // *Phys. Part. Nucl.* 2024. V. 55. P.904–908.
8. *Biro T. S., Nielsen H. B., Knoll J.* Color Rope Model for Extreme Relativistic Heavy Ion Collisions // *Nucl. Phys. B.* 1984. V. 245. P.449–468.
9. *Braun M. A., Pajares C.* Particle Production in Nuclear Collisions and String Interactions // *Phys. Lett. B.* 1992. V.287. P.154–158.
10. *Braun M., Pajares C.* A Probabilistic Model of Interacting Strings // *Nucl. Phys. B.* 1993. V.390. P.542–558.
11. *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.
12. *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; arXiv:1808.09770 [hep-ph].

Получено 30 августа 2024 г.