

ISSN 1561-2430 (Print)  
ISSN 2524-2415 (Online)

**ФИЗИКА**  
**PHYSICS**

УДК 539.12-17;539.12;539.12.08  
<https://doi.org/10.29235/1561-2430-2024-60-4-309-316>

Поступила в редакцию 30.08.2024  
Received 30.08.2024

**С. Н. Гаркуша<sup>1</sup>, Ю. А. Курочкин<sup>1</sup>, Ю. А. Кульчицкий<sup>1,2</sup>, Н. А. Русакович<sup>2</sup>,  
Н. Д. Шайковская<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Институт физики имени Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси,  
Минск, Республика Беларусь*

<sup>2</sup>*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Российская Федерация*

**О ДВУХСТАДИЙНОЙ МОДЕЛИ МНОЖЕСТВЕННОГО  
РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ В pp-СТОЛКНОВЕНИЯХ  
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ**

**Аннотация.** Цель исследования – объяснение особенностей зависимости радиуса корреляций Бозе – Эйнштейна (размеров области рождения) от множественности рождающихся заряженных частиц при энергии в системе центра масс 7 и 13 ТэВ в процессах pp-столкновений на Большом адронном коллайдере в эксперименте ATLAS на основе гипотезы, согласно которой протоны являются когерентными состояниями партонов. Партоны рассматриваются как возбуждения на орисфере релятивистского пространства импульсов. Показано, что в рамках модели устанавливается общий вид зависимости радиуса корреляций от множественности заряженных частиц, допускающей описание экспериментальных данных.

**Ключевые слова:** протон-протонные взаимодействия, адрон, множественность, импульсное пространство Лобачевского, орисфера, корреляции, аппроксимация

**Для цитирования.** О двухстадийной модели множественного рождения частиц в pp-столкновениях при высоких энергиях / С. Н. Гаркуша [и др.] // Вест. Нац. акад. наук Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. – 2024. – Т. 60, № 4. – С. 309–316. <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2024-60-4-309-316>

**Sergey N. Harkusha<sup>1</sup>, Yury A. Kurochkin<sup>1</sup>, Yury A. Kulchitsky<sup>1,2</sup>, Nikolay A. Russakovich<sup>2</sup>,  
Nadezda D. Shaikovskaya<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Republic of Belarus*

<sup>2</sup>*Joint Institute of Nuclear Research, Dubna, Russian Federation*

**ON A TWO-STAGE MODEL OF MULTIPLE PARTICLE PRODUCTION  
IN pp-COLLISIONS AT HIGH ENERGIES**

**Abstract.** Purpose of the research is to explain the peculiarities of the dependence of the Bose – Einstein correlation radius (size of the production region) on the multiplicity of produced charged particles at the energy in the center of mass system 7 and 13 TeV in the processes of pp-collisions at the Large Hadron Collider in the ATLAS project experiment based on the hypothesis according to which protons are coherent states of partons, considered as excitations on the horosphere of relativistic momentum space. It is shown that in the framework of the model, a general form of the dependence of the correlation radius on the charged particle multiplicity is established, allowing the description of experimental data.

**Keywords:** proton-proton interactions, hadron, multiplicity, Lobachevsky momentum space, horosphere, correlations, approximation

**For citation.** Harkusha S. N., Kurochkin Yu. A., Kulchitski Yu. A., Russakovich N. A., Shaikovskaya N. D. On a two-stage model of multiple particle production in pp-collisions at high energies. *Vestsi Natsyyanal'nai akademii navuk Belarusi. Seryya fizika-matematychnykh navuk = Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physics and Mathematics series*, 2024, vol. 60, no. 4, pp. 309–316 (in Russian). <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2024-60-4-309-316>

**Введение.** Полученные результаты в области множественного рождения в процессах протон-протонных, протон-ядерных и ядро-ядерных столкновений в экспериментах ATLAS [1] и CMS [2] при максимальных достигнутых в земных условиях энергиях в системе центра масс сталкивающихся протонов при  $\sqrt{S} = 13$  ТэВ является значительным достижением в физике сверхвысоких энергий [3, 4]. Полученные результаты при исследовании событий с большой множественностью на данных эксперимента ATLAS при энергиях 7 и 13 ТэВ демонстрируют интересные особенности и требуют всестороннего теоретического осмысления.

Квантовая хромодинамика, призванная объяснить эффекты сильных взаимодействий, в том числе в процессах множественного рождения, не решает эту проблему во всем диапазоне энергий. Остаются не до конца выясненными проблема записания кварков и каким образом в процессах взаимодействия адронов возникают адроны из кварков и глюонов. В частности, одним из актуальных направлений в данной области является проблема перехода кварк-глюонной плазмы, которая, как предполагают, возникает как промежуточное звено в процессах pp-столкновений, в рождающиеся адроны. Поэтому приходится привлекать феноменологические модели.

Ниже развивается подход, основанный на ранее высказанной гипотезе, согласно которой когерентные состояния на орисфере релятивистского импульсного пространства Лобачевского отождествляются с партонами.

**Зависимость радиуса корреляций рождающихся частиц от средней их множественности. Экспериментальные данные.** Исследование процессов множественного рождения частиц при высоких энергиях призвано дать важную информацию о свойствах фундаментальных взаимодействий. В этой связи полученные новые данные коллабораций ATLAS, CMS требуют дальнейшего теоретического осмысления как с точки зрения уже существующих моделей и теорий, так и поиска новых подходов.

Типичные размеры, характеризующие процессы рождения пи-мезонов, т. е. в основном процессы, обусловленные сильным взаимодействием в результате столкновения двух адронов с энергией  $\sqrt{S}$  в системе центра масс с учетом полученных в работах [1, 2] данных, имеют следующие значения:

$$r_{0s} = \frac{\hbar}{m_{\pi}c} = 1,46 \text{ fm}, \quad r_0 \sim 3,3 \text{ fm}, \quad r = \frac{\hbar c}{\sqrt{S}} \sim 10^{-4} \text{ fm}, \quad \sqrt{S} = 13 \text{ TeV}; \quad r_{\text{эф}} \leq r_{0s} \ln P(S). \quad (1)$$

Здесь  $r_{0s}$  – радиус сильных (ядерных) взаимодействий при низких энергиях – комптоновская длина волны пи-мезона,  $r_0$  – экспериментальное значение радиуса корреляций заряженных пи-мезонов, образующихся в процессе взаимодействия протонов (рис. 1). Данную величину можно рассматривать как расстояние, на котором сильные взаимодействия достаточно ослабевают для образования вторичных адронов,  $r$  – величина дебройлевской длины волны, соответствующая энергии сталкивающихся частиц. Последнее неравенство в (1) означает ограничение на возможный рост эффективного радиуса взаимодействия в сильных взаимодействиях адронов, следующее из общих принципов квантовой теории поля, где  $P(S)$  – полином не выше второй степени от  $S$  [5].

На рис. 1 явно выделяются две области зависимости радиуса корреляций при энергии 13 ТэВ в системе центра инерции на ЛНС. До значения средней множественности порядка 100–105 радиус корреляций растет, а в дальнейшем выходит на константу согласно данным ATLAS и CMS [1, 2].

**Кинематика pp-столкновений. Параметризация 4-импульсов квазидекартовыми координатами орисферы пространства Лобачевского релятивистских импульсов.** Рассмотрим столкновение двух адронов при высоких энергиях. Пусть, например, это будут протоны в процессах на Большом адронном коллайдере (рис. 2).

Пусть сталкивающиеся протоны обладают 4-импульсами

$$p_1 = (ip_{01}, \vec{p}_1), \quad p_2 = (ip_{02}, \vec{p}_2), \quad p_1^2 = \vec{p}_1^2 - p_{01}^2 = \vec{p}_2^2 - p_{02}^2 = -m_p^2, \quad (2)$$

здесь  $m_p$  – масса протона. Мы используем систему единиц, в которой  $\hbar = c = 1$ .

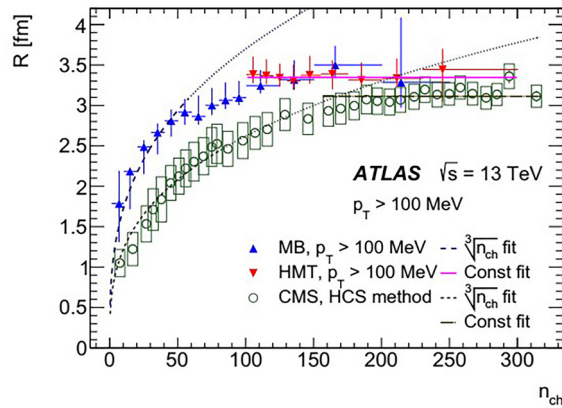


Рис. 1. Результаты исследования Бозе – Эйнштейна корреляций в экспериментах АТЛАС [3] и СМС [6] для распределения радиуса источника заряженных частиц ( $r$ ) от множественности заряженных частиц ( $n_{ch}$ ) для протон-протонных взаимодействий при энергии в системе центра масс 13 ТэВ. Результаты эксперимента СМС представлены зелеными кружками; результаты эксперимента АТЛАС для частиц с поперечным импульсом  $p_T > 100$  МэВ и псевдобыстрот в интервале  $|\eta| < 2,5$  обозначены синими треугольниками для событий, набранных с Minimum-bias триггером, и синими обратными треугольниками для событий, набранных с использованием триггера на большую множественность. Погрешности результатов АТЛАС представляют собой квадратичную сумму статистических и систематических погрешностей; для данных СМС приведены только систематические погрешности. Прерывистые голубая (АТЛАС) и черная (СМС) кривые являются результатом подгонки (при малых множественностях) данных функцией корень третьей степени из множественности. Эти кривые в виде точечных линий продолжены на область больших множественностей. Сплошная зеленая (АТЛАС) и штрихпунктирная черная (СМС) прямые отображают уровень плато при больших множественностях [3]

Fig. 1. Results of the study of Bose – Einstein correlations in the ATLAS [3] and SMS [6] experiments for the distribution of the charged particle source radius ( $r$ ) on the charged particle multiplicity ( $n_{ch}$ ), for proton-proton interactions at a center-of-mass energy of 13 TeV. The SMS experiment results are shown as green circles. The ATLAS experiment results for particles with transverse momentum  $p_T > 100$  MeV and pseudorapidities in the interval  $|\eta| < 2.5$  are marked with blue triangles for events collected with the Minimum-bias trigger and blue inverse triangles for events collected using the high multiplicity trigger. The uncertainties of the ATLAS results are the quadratic sum of the statistical and systematic uncertainties. For the SMS data, only systematic uncertainties are given. The dashed blue (ATLAS) and black (CMC) curves are the result of fitting, at small multiplicities, given by the function of the third root of the multiplicity. These curves, as dotted ones, are continued to the region of large multiplicities. The solid green (ATLAS) and dashed black (CMC) lines display the plateau level at large multiplicities [3]

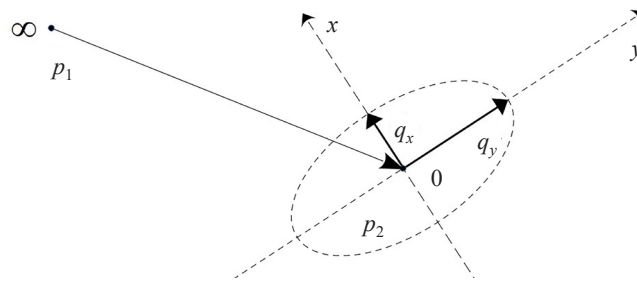


Рис. 2. Столкновение двух протонов. Штриховой линией обозначен ограниченный эллипс – участок орисферы, 0 – лабораторная система (покоя) второго протона  $p_2$

Fig. 2. Collision of two protons. The dashed line bounds the ellipse, which is a section of the orisphere, 0 is the laboratory frame (rest) of the second proton  $p_2$

Столкновение осуществляется при фиксированном значении энергии в системе центра инерции  $\sqrt{S}$ . Здесь

$$\begin{aligned}
 S &= -(p_1 + p_2)^2 = -P^2 = -P_x^2 - P_y^2 - P_z^2 + P_0^2 = \\
 &= -(p_{x1} + p_{x2})^2 - (p_{y1} + p_{y2})^2 - (p_{z1} + p_{z2})^2 + (p_{01} + p_{02})^2,
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

где  $P = (\vec{P}, iP_0) = [p_{x1} + p_{x2}, p_{y1} + p_{y2}, p_{z1} + p_{z2}, +i(p_{01} + p_{02})]$ .

Отметим, что в лабораторной системе отсчета (системе покоя, например, второго протона)

$$P = (\vec{P}, iP_0) = [p_x, p_y, p_z, i(p_0 + m_p)], \quad (4)$$

$p = (p_x, p_y, p_z, ip_0) = (\vec{p}, p_0)$  – 4-импульс налетающего протона в системе отсчета, где второй протон покоится.

В дальнейшем нам потребуется следующая параметризация 4-импульса, соответствующая введению квазидекартовых координат на орисфере импульсного пространства Лобачевского, реализуемого на верхней поле гиперboloида (3), (см. [4]):

$$\begin{aligned} P_z &= \frac{\sqrt{S}}{2} \left[ e^{q_z/\sqrt{S}} + \left( \frac{q_x^2 + q_y^2}{S} - 1 \right) e^{-q_z/\sqrt{S}} \right], & P_x &= q_x e^{-q_z/\sqrt{S}}, \\ P_y &= q_y e^{-q_z/\sqrt{S}}, & P_0 &= \frac{\sqrt{S}}{2} \left[ e^{q_z/\sqrt{S}} + \left( \frac{q_x^2 + q_y^2}{S} + 1 \right) e^{-q_z/\sqrt{S}} \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Формулы, обратные формулам (5), имеют вид

$$q_x = \frac{P_x \sqrt{S}}{P_0 - P_z}, \quad q_y = \frac{P_y \sqrt{S}}{P_0 - P_z}, \quad q_z = \sqrt{S} \ln \frac{\sqrt{S}}{P_0 - P_z}. \quad (6)$$

Метрический элемент в координатах (5) имеет вид

$$dS^2 = e^{-2q_z/\sqrt{S}} (dq_x^2 + dq_y^2) + dq_z^2, \quad (7)$$

а элемент объема

$$dV_m = \sqrt{g} dq_x dq_y dq_z = e^{-2q_z/\sqrt{S}} dq_x dq_y dq_z. \quad (8)$$

Введение квазидекартовых координат (5), (6) автоматически обеспечивает масштабную инвариантность теории по поперечным переменным  $q_x$  и  $q_y$ , т. е. инвариантность относительно преобразований

$$P'_x \rightarrow \lambda P_x, \quad P'_y \rightarrow \lambda P_y, \quad P'_z \rightarrow \lambda P_z, \quad P'_0 \rightarrow \lambda P_0, \quad (9)$$

которая справедлива при любых значениях  $\sqrt{S}$ . Последнее также находится в соответствии с евклидовой геометрией на орисфере. Фундаментальная роль масштабной инвариантности в процессах множественного рождения частиц была указана в работах В. А. Матвеева, Р. М. Мурадяна и А. Н. Тавхелидзе (см., напр., [7, 8]).

**Когерентные состояния на орисфере импульсного пространства Лобачевского. Модель.** Построим квантовую механику системы, описываемой 4-импульсом (3)–(6) в том смысле, что мы не учитываем другие квантовые числа, характеризующие систему.

Поскольку орисфера трехмерного пространства Лобачевского несет на себе геометрию двумерного пространства Евклида, мы можем ввести сопряженные координаты в импульсном пространстве стандартным образом [9]:

$$q_x, q_y, \quad x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial q_x}, \quad y = -i\hbar \frac{\partial}{\partial q_y}. \quad (10)$$

При этом имеет место алгебра Гейзенберга – Вейля

$$\begin{aligned} [x, q_x] &= [y, q_y] = -i\hbar I, & [x, y] &= [q_x, q_y] = 0, \\ [x, I] &= [I, y] = [q_x, I] = [q_y, I] = 0, \end{aligned} \quad (11)$$

где  $I$  – единичный оператор.

Алгебра (10), (11) достаточна для построения квантово-механических когерентных состояний на орисфере. Для этого необходима дополнительная размерная константа, характеризующая си-

стему и позволяющая привести к единой размерности координаты и импульсы (10) для построения операторов рождения и уничтожения. В качестве такой величины естественно взять размер адрона (протона)  $R$ . Размер адрона – признак, отличающий его от точечного лептона. Наличие такого размера обеспечит, в силу соотношения неопределенностей, отличные от нуля составляющие  $P_x$  и  $P_y$  даже для адрона, движущегося вдоль оси  $z$ , что в свою очередь влечет наличие компонент  $q_x$  и  $q_y$ , отличных от нуля в соответствии с соотношением неопределенностей.

Тогда операторы рождения и уничтожения построим следующим образом:

$$a_x = \frac{Rq_x + i\frac{x}{R}}{\sqrt{2}}, \quad a_x^\dagger = \frac{Rq_x - i\frac{x}{R}}{\sqrt{2}}, \quad a_y = \frac{Rq_y + i\frac{y}{R}}{\sqrt{2}}, \quad a_y^\dagger = \frac{Rq_y - i\frac{y}{R}}{\sqrt{2}}; \quad (12)$$

$$[a_k, a_l^\dagger] = \delta_{kl}I, \quad [a_k^\dagger, a_l^\dagger] = [a_k, a_l] = [a_k, I] = [a_k^\dagger, I] = 0, \quad (13)$$

где  $k, l = 1, 2$  соответствуют  $x$  или  $y$ . Здесь постоянная  $\hbar = 1$ .

Когерентные состояния, как известно, определяются как собственные состояния операторов уничтожения с комплексными собственными значениями [10]

$$a_x |z_1\rangle = z_1 |z_1\rangle, \quad a_y |z_2\rangle = z_2 |z_2\rangle. \quad (14)$$

Основная гипотеза состоит в том, что налетающая частица представляет собой когерентное состояние партонов – поперечных возбуждений адрона. Лабораторная система выбрана для наглядности. В принципе, вышеприведенные построения ковариантны.

Распределение числа возбуждений, соответствующих когерентному состоянию адрона, является пуассоновским и совпадает с распределением по множественности в мультипериферической модели [11].

Координатное представление когерентного состояния дается формулой [10]

$$\langle x, y | z_1, z_2 \rangle \sim e^{i\sqrt{2}/R(\beta_1 x + \beta_2 y)} \times e^{-1/2R^2[(x-\sqrt{2}R\alpha_1)^2 + (y-\sqrt{2}R\alpha_2)^2]}. \quad (15)$$

Плотность распределения координаты при этом имеет вид

$$|\langle x, y | z_1, z_2 \rangle|^2 \sim e^{-1/R^2[(x-\sqrt{2}R\alpha_1)^2 + (y-\sqrt{2}R\alpha_2)^2]}. \quad (16)$$

Соответствующее импульсное представление есть

$$\langle q_x, q_y | z_1, z_2 \rangle \sim e^{iR\sqrt{2}(\alpha_1 q_x + \alpha_2 q_y)} \times e^{-R^2/2\left[\left(q_x - \sqrt{2}/R\beta_1\right)^2 + \left(q_y - \sqrt{2}/R\beta_2\right)^2\right]}, \quad (17)$$

а плотность распределения

$$|\langle q_x, q_y | z_1, z_2 \rangle|^2 \sim e^{-R^2\left[\left(q_x - \sqrt{2}/R\beta_1\right)^2 + \left(q_y - \sqrt{2}/R\beta_2\right)^2\right]}, \quad (18)$$

где введены обозначения

$$z_1 = \alpha_1 + i\beta_1, \quad \alpha_1 = |z_1| \cos \vartheta_1, \quad \beta_1 = |z_1| \sin \vartheta_1, \quad (19)$$

$$z_2 = \alpha_2 + i\beta_2, \quad \alpha_2 = |z_2| \cos \vartheta_2, \quad \beta_2 = |z_2| \sin \vartheta_2. \quad (20)$$

В соответствии со смыслом гауссовского распределения величины  $\sqrt{2}R\alpha_1$  и  $\sqrt{2}R\alpha_2$  представляют собой средние координаты частицы. В этом случае данные координаты рассматриваются как величины, характеризующие пространственную размазанность адрона, вызванную его партоновой структурой. Исходя из свойств распределения по координатам  $x$  и  $y$ , с учетом произвола, допускаемого фазами  $\vartheta_1$  и  $\vartheta_2$  в (19), (20), введем следующую параметризацию для среднего радиуса  $r_0$ :

$$\sqrt{2}R(\alpha_1 + \alpha_2) = \sqrt{2}R(|z_1| \cos \vartheta_1 + |z_2| \cos \vartheta_2) = \sqrt{n}R(\cos \vartheta_1 + \cos \vartheta_2) = r_0. \quad (21)$$

Здесь принято, что, согласно основной гипотезе, среднее число партонов определяется как

$$\bar{n}_1 = |z_1|^2, \quad \bar{n}_2 = |z_2|^2,$$

и в силу равноправия степеней свободы на каждую из них приходится одинаковое число частиц, а значение размера протона принято 0,84 fm.

Выражения (16), (18) не меняются при сдвигах:

$$x' \rightarrow x + a, \quad \sqrt{2}R\alpha_1 \rightarrow \sqrt{2}R\alpha_1 + a, \quad y' \rightarrow y + b, \quad \sqrt{2}R\alpha_2 \rightarrow \sqrt{2}R\alpha_2 + b. \quad (22)$$

Данный произвол учтем в допустимой параметризации радиуса корреляций (21), тогда

$$\sqrt{2}R\alpha_1 + a + \sqrt{2}R\alpha_2 + b = \sqrt{n}R(\cos \vartheta_1 + \cos \vartheta_2) + a + b = a_0\sqrt{n} + b_0 = r_0. \quad (23)$$

Здесь введены обозначения

$$a_0 = R(\cos \vartheta_1 + \cos \vartheta_2), \quad b_0 = a + b.$$

Таким образом, выше построена модель адрона (протона) как когерентного состояния возбуждений на орисфере импульсного пространства Лобачевского, отождествляемых с партонами. Построены структурные функции адрона, являющиеся функциями числа партонов. Развита модель дает аппроксимационную формулу (23) для зависимости корреляционного радиуса от средней множественности.

**Сравнение модели с экспериментальными данными. Двухступенчатый механизм адронизации.** Ниже приводятся результаты аппроксимации экспериментальных данных для зависимости радиуса корреляций формулой (23). При этом, как следует из экспериментальных данных (рис. 3), по-прежнему считая степени свободы на орисфере равноправными и полагая поэтому в (23)  $\vartheta_1 = \vartheta_2 = \vartheta$ ,  $p_1 = a_0 = (0,1826 \pm 0,02181)$  fm,  $\vartheta \approx 85^\circ$ ,  $b_0 = p_0 = (1,491 \pm 0,1785)$  fm.

Таким образом, как видно из графика, предположение о двух стадиях в процессе множественного рождения частиц в процессе pp-столкновений, при котором на первой стадии определяющим для рождающихся частиц является когерентное состояние сталкивающихся протонов и при этом радиус корреляций задается формулой (23), в пределах погрешностей удовлетворительно описывает экспериментальные данные.

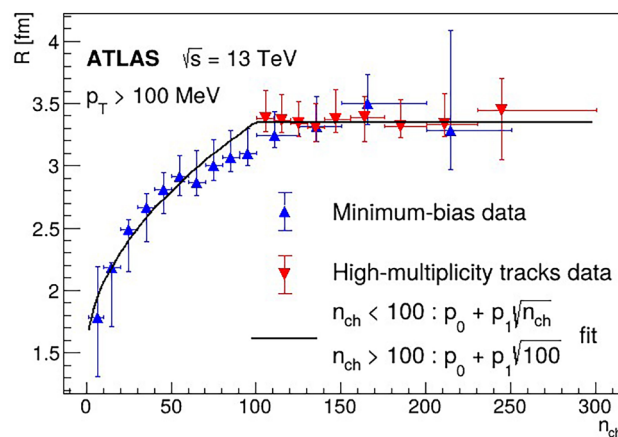


Рис. 3. Аппроксимация (черная линия) экспериментальных данных (синие и красные точки) теоретической зависимостью до выхода на постоянное значение (насыщение), где  $p_0 = 1,491 \pm 0,1785$ ,  $p_1 = 0,1826 \pm 0,02181$

Fig. 3. Approximation (black line) of experimental data (blue and red dots) by theoretical dependence before reaching a constant value (saturation), where  $p_0 = 1.491 \pm 0.1785$ ,  $p_1 = 0.1826 \pm 0.02181$

**Заклучение.** В соответствии с ранее высказанной гипотезой когерентные состояния на орисфере релятивистского пространства импульсов отождествлялись с партонами. Показано, что в рамках модели протонов как когерентных состояний партонов-возбуждений на орисфере устанавливается общий вид зависимости радиуса корреляций от средней множественности, допускающий описание экспериментальных данных в пределах допустимых погрешностей.

### Список использованных источников

1. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider / Aad G. [et al.]; ATLAS Collaboration // *J. Instrum.* – 2008. – Vol. 3. – Art. ID S08003. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08003>
2. The CMS Experiment at the CERN LHC / S. Chatrchyan [et al.]; CMS Collaboration // *J. Instrum.* – 2008. – Vol. 3. – Art. ID S08004. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08004>
3. Two-particle Bose-Einstein correlations in pp-collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV measured with the ATLAS detector at LHC / G. Aad [et al.]; ATLAS Collaboration // *Eur. Phys. J. C.* – 2022. – Vol. 82. – Art. ID 608. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10472-0>
4. Two-particle Bose–Einstein correlations in pp collisions at  $\sqrt{s} = 0.9$  and 7 TeV measured with the ATLAS detector / G. Aad [et al.]; ATLAS Collaboration // *Eur. Phys. J. C.* – 2015. – Vol. 75. – Art. ID 466. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3644-x>
5. Логунов, А. А. Общие принципы квантовой теории поля и взаимодействия адронов при высоких энергиях / А. А. Логунов, М. А. Мествиришвили, В. А. Петров // *Общие принципы квантовой теории поля и их следствия.* – М.: Наука, 1977. – С. 183–262.
6. Bose-Einstein correlations of charged hadrons in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV // A. M. Sirunyan [et al.]; CMS Collaboration // *J. High Energy Phys.* – 2020. – Vol. 220. – Art. ID 014. [https://doi.org/10.1007/JHEP03\(2020\)014](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2020)014)
7. Матвеев, В. А. Глубоконеупругие лептон-адронные процессы при высоких энергиях / В. А. Матвеев // *Международная школа молодых ученых по физике высоких энергий: сб. ст.* – Гомель, 1973. – С. 81–172.
8. Мурадян, Р. М. Автомодельность в инклюзивных реакциях / Р. М. Мурадян. – Дубна: ОИЯИ, 1972. – 111 с. – (Препринт / ОИЯИ; № P2-6762).
9. Hadron as Coherent State on the Horosphere of the Lobachevsky Momentum Space / Yu. A. Kurochkin [et al.] // *Phys. Part. Nuclei Lett.* – 2016. – Vol. 13, № 3. – P. 285–288. <https://doi.org/10.1134/s1547477116030158>
10. Переломов, А. М. Обобщенные когерентные состояния и их применения / А. М. Переломов. – М.: Наука, 1987. – 268 с.
11. Никитин, Ю. П. Теория множественных процессов / Ю. П. Никитин, И. Л. Розенталь. – М.: Атомиздат, 1976. – 230 с.

### References

1. Aad G., Abat E., Abdallah J., Abdelalim A. A., Abdesselam A., Abdinov O., Abi B. A. [et al.] (ATLAS Collaboration). The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation*, 2008, vol. 3, art. ID S08003. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08003>
2. Chatrchyan S., Hmayakyan G., Khachatryan V., Sirunyan A. M., Adam W., Bauer T., Bergauer T. [et al.] (CMS Collaboration). The CMS Experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, 2008, vol. 3, art. ID S08004. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08004>
3. Aad G., Abbott B., Abbott D. C., Abed Abud A., Abeling K., Abhayasinghe D. K., Abidi S. H. [et al.] (ATLAS Collaboration). Two-particle Bose-Einstein correlations in pp-collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV measured with the ATLAS detector at LHC. *The European Physical Journal C*, 2022, vol. 82, art. ID 608. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10472-0>
4. Aad G., Abbott B., Abdallah J., Abdel Khalek S., Abdinov O., Aben R., Abi B. [et al.] (ATLAS Collaboration). Two-particle Bose–Einstein correlations in pp collisions at  $\sqrt{s} = 0.9$  and 7 TeV measured with the ATLAS detector. *The European Physical Journal C*, 2015, vol. 75, art. ID 466. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3644-x>
5. Logunov A. A., Mestvirishvili M. A., Petrov V. A. *General Principles of Quantum Field Theory and their Consequences*. Moscow, Nauka Publ., 1977, pp. 183–262 (in Russian).
6. Sirunyan A. M., Tumasyan A., Adam W., Ambrogio F., Asilar E., Bergauer T., Brandstetter J. [et al.] (CMS Collaboration). Bose–Einstein correlations of charged hadrons in proton–proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV. *Journal of High Energy Physics*, 2020, vol. 220, art. ID 14. [https://doi.org/10.1007/JHEP03\(2020\)014](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2020)014)
7. Matveev V. A. Deeply inelastic lepton-hadron processes at high energies. *Mezhdunarodnaya shkola molodykh uchennykh po fizike vysokikh energii. Sbornik statei* [International School of Young Scientists on High Energy Physics. Collection of articles]. Gomel, 1973, 81–172 (in Russian).
8. Muradyan R. M. *Self-similarity in inclusive reactions*. Preprint of Joint Institute for Nuclear Research. P2-6762. Dubna, Joint Institute for Nuclear Research, 1972 (in Russian).
9. Kurochkin Y. A., Kulchitsky Yu. A., Harkusha S. N., Russakovich N. A. Hadron as a Coherent State on the Horosphere of the Lobachevsky Momentum Space. *Physics of the Particles and Nuclei Letters*, 2016, vol. 13, no. 3, pp. 285–288. <https://doi.org/10.1134/s1547477116030158>
10. Perelomov A. M. *Generalized Coherent States and their Applications*. Moscow, Nauka Publ., 1987. 268 p. (in Russian).
11. Nikitin Yu. P., Rosenthal I. L. *Theory of Multiple Processes*. Moscow, Atomizdat Publ., 1976. 230 p. (in Russian).

## Информация об авторах

**Гаркуша Сергей Николаевич** – научный сотрудник центра «Фундаментальные взаимодействия и астрофизика», Институт физики имени Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси (пр. Независимости, 68-2, 220072, Минск, Республика Беларусь). E-mail: s.harkusha@dragon.bas-net.by

**Курочкин Юрий Андреевич** – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий центром «Фундаментальные взаимодействия и астрофизика», Институт физики имени Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси (пр. Независимости, 68-2, 220072, Минск, Республика Беларусь). E-mail: yukuroch@dragon.bas-net.by.

**Кульчицкий Юрий Александрович** – доктор физико-математических наук, доцент, ведущий научный сотрудник центра «Фундаментальные взаимодействия и астрофизика», Институт физики имени Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси (пр. Независимости, 68-2, 220072, Минск, Республика Беларусь); заведующий сектором лаборатории ядерных проблем, Объединенный институт ядерных исследований (ул. Жолио-Кюри, 6, 141980, Дубна, Российская Федерация). E-mail: kulcicki@nusun.jinr.ru

**Русакович Николай Артемьевич** – доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник лаборатории ядерных проблем, Объединенный институт ядерных исследований (ул. Жолио-Кюри, 6, 141980, Дубна, Российская Федерация).

**Шайковская Надежда Дмитриевна** – научный сотрудник центра «Фундаментальные взаимодействия и астрофизика», Институт физики имени Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси (пр. Независимости, 68-2, 220072, Минск, Республика Беларусь). E-mail: n.shaikovskaya@dragon.bas-net.by.

## Information about the authors

**Sergey N. Harkusha** – Researcher at the Center for Fundamental Interactions and Astrophysics, B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus (68-2, Nezavisimosti Ave., 220072, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: s.harkusha@dragon.bas-net.by

**Yury A. Kurochkin** – Dr. Sc. (Physics and Mathematics), Professor, Head of the Center for Fundamental Interactions and Astrophysics, B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus (68-2, Nezavisimosti Ave., 220072, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: yukuroch@dragon.bas-net.by

**Yury A. Kulchitsky** – Dr. Sc. (Physics and Mathematics), Associate Professor, Leading Researcher at the Center for Fundamental Interactions and Astrophysics, B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus (68-2, Nezavisimosti Ave., 220072, Minsk, Republic of Belarus); Head of the Sector of the Laboratory of Nuclear Problems, Joint Institute for Nuclear Research (6, Joliot-Curie Str., 141980, Dubna, Russian Federation). E-mail: kulcicki@nusun.jinr.ru

**Nikolay A. Russakovich** – Dr. Sc. (Physics and Mathematics), Chief Researcher of the Laboratory of Nuclear Problems, Joint Institute for Nuclear Research (6, Joliot-Curie Str., 141980, Dubna, Russian Federation).

**Nadezda D. Shaikovskaya** – Researcher at the Center for Fundamental Interactions and Astrophysics, B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus (68-2, Nezavisimosti Ave., 220072, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: n.shaikovskaya@dragon.bas-net.by



ISSN 1561-2430 (Print)  
 ISSN 2524-2415 (Online)  
 УДК 539.1  
<https://doi.org/10.29235/1561-2430-2024-60-4-317-326>

Поступила в редакцию 13.11.2024  
 Received 13.11.2024

Д. В. Шёлковий<sup>1</sup>, С. Н. Гаркуша<sup>1</sup>, А. О. Горковенко<sup>2,3</sup>, Д. Н. Григорьев<sup>2,4</sup>

<sup>1</sup>Институт физики имени Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси,  
 Минск, Республика Беларусь

<sup>2</sup>Институт ядерной физики имени Г. И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук,  
 Новосибирск, Российская Федерация

<sup>3</sup>Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Российская Федерация

<sup>4</sup>Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Российская Федерация

## РАЗРАБОТКА НОВОГО АЛГОРИТМА НЕЙТРАЛЬНОГО ТРИГГЕРА ДЕТЕКТОРА КМД-3

**Аннотация.** С целью улучшения энергетического и координатного разрешения нейтрального триггера детектора КМД-3 предлагается использовать алгоритм кластеризации на основе перекрывающихся «окон» триггерных ячеек. В качестве базовой триггерной ячейки рассматривается состоящая из  $2 \times 2$  кристаллов область, значение суммарной амплитуды сигнала в которой передается для обработки в триггерную систему. На основе моделирования методом Монте-Карло определено оптимальное количество триггерных ячеек, которые должны быть отнесены к кластеру для восстановления энергии попавших в калориметр частиц в режиме реального времени.

**Ключевые слова:** физика элементарных частиц, нейтральный триггер, триггерная ячейка, эффективность запуска, детектор КМД-3

**Для цитирования.** Разработка нового алгоритма нейтрального триггера детектора КМД-3 / Д. В. Шёлковий [и др.] // Вест. Нац. акад. навук Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. – 2024. – Т. 60, № 4. – С. 317–326. <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2024-60-4-317-326>

Dzmitry V. Shoukavy<sup>1</sup>, Siarhei N. Harkusha<sup>1</sup>, Anton O. Gorkovenko<sup>2,3</sup>, Dmitry N. Grigoriev<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Republic of Belarus

<sup>2</sup>Budker Institute of Nuclear Physics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,  
 Novosibirsk, Russian Federation

<sup>3</sup>Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russian Federation

<sup>4</sup>Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, Russian Federation

## DEVELOPMENT OF A NEW ALGORITHM FOR THE NEUTRAL TRIGGER OF THE CMD-3

**Abstract.** In order to improve the energy and coordinate resolution of the neutral trigger of the CMD-3 detector, it is proposed to use a clustering algorithm based on overlapping “windows” of trigger cells. The window of  $2 \times 2$  crystals is considered to be a single trigger cell, and its signal amplitude value is sent for processing by the trigger system. Based on Monte-Carlo simulation, the optimal number of trigger cells to assign to the cluster for energy reconstruction of particles hitting the calorimeter in real time was determined.

**Keywords:** elementary particle physics, neutral trigger, trigger cell, trigger efficiency, detector CMD-3

**For citation.** Shoukavy Dz. V., Harkusha S. N., Gorkovenko A. O., Grigoriev D. N. Development of a new algorithm for the neutral trigger of the CMD-3. *Vesti Natsyonal'nai akademii navuk Belarusi. Seryya fizika-matematychnykh navuk = Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physics and Mathematics series*, 2024, vol. 60, no. 4, pp. 317–326 (in Russian). <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2024-60-4-317-326>

**Введение.** В Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН проводятся эксперименты с криогенным магнитным детектором (КМД-3) на электрон-позитронном ускорительном комплексе ВЭПП-200 [1]. Данный комплекс имеет проектную светимость  $10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  и энергию пучков до 2 ГэВ в системе центра масс.

Основной физической задачей детектора КМД-3 является изучение физики адронов в секторе легких кварков и прецизионное измерение эксклюзивных адронных сечений в диапазоне энергий коллайдера ВЭПП-2000. Прецизионные данные по адронным сечениям необходимы для использования во многих приложениях, в частности для расчета адронного вклада в аномальный магнитный момент мюона (АММ),  $a_\mu = (g - 2)_\mu/2$  в рамках Стандартной модели. С целью