

РАЗЛИЧИЕ В ИНКЛЮЗИВНЫХ СЕЧЕНИЯХ ПРОТОН-ПРОТОННОГО И ПРОТОН-АНТИПРОТОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ И ВОЗМОЖНОЕ НАРУШЕНИЕ ТЕОРЕМЫ ПОМЕРАНЧУКА

Абрамовский В.А.¹, Абрамовская Н.В.¹

¹ФГБОУ ВПО «Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого», Великий Новгород, Россия (173003, Великий Новгород, ул. Б.Санкт-Петербургская, д. 41),
e-mail: Victor.Abramovsky@novsu.ru

Приведены аргументы, что процессы множественного рождения в протон-протонном и протон-антипротонном взаимодействиях при высоких энергиях различны. Это различие связано с процессом рождения адронов из трех кварковых струн в протон-антипротонном взаимодействии, которого нет в протон-протонном взаимодействии. Вклад такого процесса растет пропорционально квадрату логарифма полной энергии сталкивающихся частиц. Поэтому он не заметен при низких энергиях, но становится существенен при высоких энергиях. Экспериментальные данные по инклюзивным сечениям протон-антипротонного взаимодействия, полученные коллаборацией UA1 при полной энергии 900 ГэВ, в 1,2 – 1,3 раза больше инклюзивных сечений протон-протонного рассеяния, полученных коллаборациями CMS, ATLAS, ALICE при той же энергии. Из условия унитарности в этом случае следует, что упругие сечения протон-протонного и протон-антипротонного рассеяний, вообще говоря, различны. Вопрос существования теоремы Померанчука требует дальнейшего исследования.

Ключевые слова: инклюзивное сечение, глюонная струна, кварковая струна, теорема Померанчука.

DIFFERENCE IN INCLUSIVE CROSS SECTIONS OF PROTON-PROTON AND PROTON-ANTIPROTON INTERACTIONS AND POSSIBLE VIOLATION OF THE POMERANCHUK THEOREM

Abramovskiy V.A., Abramovskaya N.V.

Yaroslav-the-Wise Novgorod State University, Velikiy Novgorod, Russia (173003, Velikiy Novgorod, street B.Sankt-Peterburgskaya, 41), e-mail: Victor.Abramovsky@novsu.ru

It is argued that multiple production processes are different in proton-proton and proton-antiproton interactions at high energies. This difference is connected with the process of hadrons production from three quark strings in proton-antiproton interaction which is absent in proton-proton interaction. The contribution from this process grows proportionally to logarithm of colliding particles full energy squared. For this reason it is unobservable at low energies but becomes important at high energies. The experimental data on inclusive cross sections of proton-antiproton interactions obtained by the UA1 Collaboration at total energy 900 GeV are 1.2 – 1.3 times higher than inclusive cross sections of proton-proton scattering obtained by the Collaborations CMS, ATLAS, ALICE at the same energy. From the unitarity condition in his case it follows that elastic cross sections of proton-proton and proton-antiproton scatterings are generally speaking different. The question of the Pommeranchuk theorem existence demands further investigation.

Key words: inclusive cross section, gluon string, quark string, Pommeranchuk theorem.

Введение

Теорема Померанчука о равенстве полных и дифференциальных упругих сечений протон-протонного и протон-антипротонного взаимодействий при асимптотически высоких энергиях, доказанная пол века назад, лежит в основе всех феноменологических моделей взаимодействия адронов. По аналогии считается, что равны и множественные характеристики протон-протонного и протон-антипротонного рассеяний, такие как распределение множественности и инклюзивные сечения. В настоящей работе будет показано, что при учете свойств квантовой хромодинамики (КХД), распределения

множественности и инклюзивные сечения в протон-протонном и протон-антипротонном взаимодействиях различны.

Неупругие процессы в протон-протонном и протон-антипротонном взаимодействиях

Неупругие процессы в протон-протонном и протон-антипротонном взаимодействиях мы изобразим в виде КХД диаграмм рисунка 1, соответствующих модели с малым числом рассеивателей LCNM [1, 2]. Особенностью модели является то, что в волновых функциях сталкивающихся адронов имеются только валентные кварки (антикварки) и только один глюон. Взаимодействие осуществляется глюонным обменом, что соответствует двухглюонному померону Лоу – Нуссинова. Обмен глюоном приводит к тому, что бесцветные налетающие адроны приобретают цветной заряд. При разлете этих цветных адронов когда расстояние между ними превышает радиус конфайнмента, возникают струны цветного электрического поля. Эти струны распадаются на наблюдаемые адроны. Образование струн цветного поля и их распад на наблюдаемые адроны соответствует взаимодействию в конечном состоянии.

Мы различаем следующие неупругие подпроцессы в протон-протонном и протон-антипротонном взаимодействиях.

1) Адроны рождаются при распаде глюонной струны. Глюонная струна образуется, когда проносящие октетные квантовые числа объекты разлетаются после взаимодействия. В этом случае невозможно различить глюон от валентных кварков. Длина волны глюона является такой, что она перекрывается с валентными кварками. Этот подпроцесс дает постоянный вклад в полные поперечные сечения. Он одинаков как для протон-протонного, так и для протон-антипротонного взаимодействия (рисунок 1, первый столбец).

2) Адроны рождаются при распаде двух кварковых струн. Кварковые струны рождаются между кварком и антикварком и между дикварком и антидикварком в протон-антипротонном взаимодействии и между кварком и дикварком в протон-протонном взаимодействии. Так как глюонный спектр есть dw/w , w – энергия глюона, вклад от компонент в волновой функции с одним глюоном в начальном состоянии растет пропорционально $\ln \sqrt{s}$, \sqrt{s} – полная энергия в системе центра масс. Такой вклад является одинаковым (за исключением адронов, образующихся из концов кварковых струн) как для протон-протонного, так и для протон-антипротонного взаимодействий, (рисунок 1, второй столбец).

Вклад от двух глюонов в начальном состоянии растет как $(\ln \sqrt{s})^2$. В случае протон-протонного взаимодействия два глюона в начальном состоянии могут образовывать только конфигурацию с двумя кварковыми струнами (рисунок 1, третий столбец).

3) Адроны рождаются при распаде трех кварковых струн. В случае протон-антипротонного взаимодействия два глюона в начальном состоянии кроме конфигурации с двумя кварковыми струнами приводят к конфигурации с тремя кварковыми струнами (рисунок 1, четвертый столбец). Кварковые струны образуются между каждым кварком и антикварком. Так как вклад этого процесса растет пропорционально $(\ln \sqrt{s})^2$, то он становится существенным при высоких энергиях.

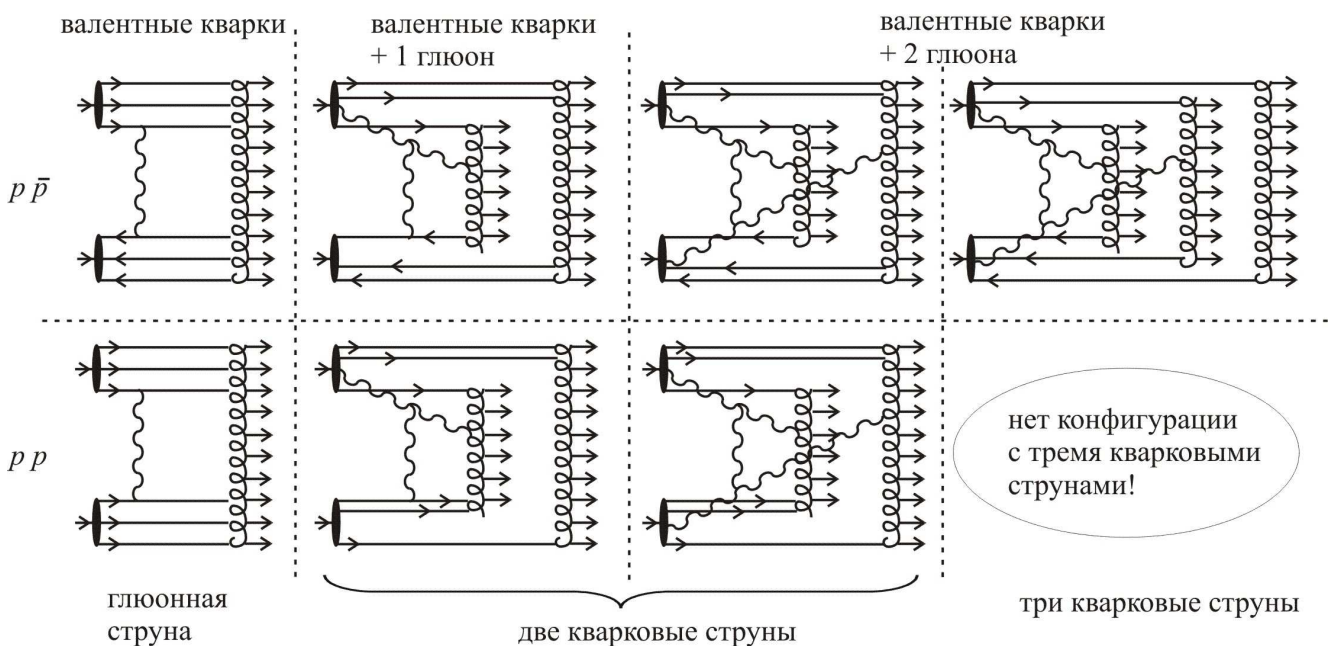


Рисунок 1 – Три типа неупругих подпроцессов в протон-протонном и протон-антипротонном взаимодействиях в LCNM. Сплошные линии соответствуют кварками и антикваркам, волнистые линии – глюонам. Начальное состояние может содержать либо только валентные кварки, либо валентные кварки плюс 1 или 2 глюона. Конечное состояние различается для pp и $p\bar{p}$ – в случае протон-протонного взаимодействия не образуется конфигурация с тремя кварковыми струнами.

Необходимо сделать несколько комментариев к предыдущим утверждениям. Трехструнная конфигурация возникает также в протон-антипротонном взаимодействии при обмене декамероном [10] – который включен в двухглюонное взаимодействие сталкивающихся адронов. В этом случае возникают три кварковые струны одинакового цвета, дающие вклад в постоянную часть сечений. Однако из-за эффекта конфайнмента, на наш взгляд, двухглюонный обмен (то есть четырехглюонная амплитуда упругого рассеяния) подавлен по энергии. С другой стороны, трехструнная конфигурация возникает в протон-антипротонном взаимодействии при наличии дополнительных глюонов в волновых функциях сталкивающихся адронов. Это легко может быть получено в базе Окубо для

группы $U(3)$, а также более громоздко для $SU(3)$. Также в кубовском базисе легко показать, что дополнительные глюоны перезаряжают кварковые струны, поэтому в конечном состоянии нет цветных объектов.

Различие в инклюзивных сечениях для протон-протонного и протон-антипротонного взаимодействий

В работе [6] в предположении, что полные и упругие сечения протон-протонного и протон-антипротонного взаимодействий одинаковы (выполняется теорема Померанчука) было получено соотношение плотностей частиц на единицу псевдобыстроты η для протон-протонного взаимодействия в зависимости от плотности частиц в различных бинах по множественности для протон-антипротонного взаимодействия

$$\frac{d\sigma_{pp}^{(i)}}{d\eta} = \sum_{i=1}^k \frac{\bar{n}_{pp}^{(i)}}{\bar{n}_{p\bar{p}}^{(i)}} \frac{d\sigma_{p\bar{p}}^{(i)}}{d\eta} \quad (1)$$

Здесь k – число бинов по множественности, $\bar{n}^{(i)}$ – среднее число частиц в i -ом бине, $d\sigma_{p\bar{p}}^{(i)}/d\eta$ – плотность частиц в i -ом бине в протон-антипротонном взаимодействии. В работе были использованы данные коллаборации UA5 [8] для инклюзивного сечения заряженных частиц в протон-антипротонном взаимодействии при энергии $\sqrt{s} = 900$ ГэВ как для всех частиц, так и для частиц, разбитых по девяти бинам. Величины $\bar{n}_{p\bar{p}}^{(i)}$ были вычислены из данных UA5, величины $\bar{n}_{pp}^{(i)}$ были вычислены из распределения множественности для протон-протонного взаимодействия в модели LCNM [3]. Инклюзивные сечения $d\sigma_{p\bar{p}}^{(i)}/d\eta$ были взяты для каждого бина из данных UA5. Результат приведен на рисунке 2 для всех заряженных частиц (а) и для бина $62 \leq n \leq 70$ (б), n – число частиц в событии. Трехструнные события дают вклад в область больших множественностей, поэтому значительное различие будет наблюдаться для бинов с множественностью больше средней ≈ 20 частиц при $\sqrt{s} = 900$ ГэВ.

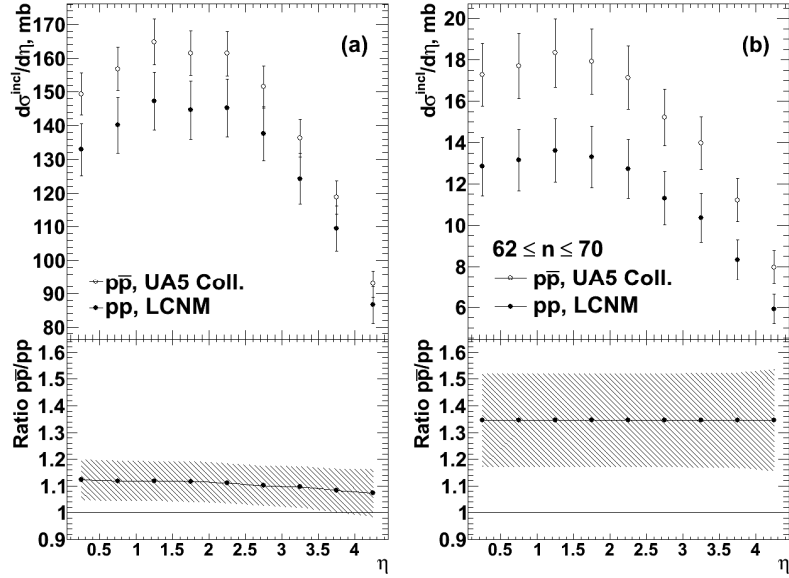


Рисунок 2 – Инклюзивные сечения при $\sqrt{s} = 900$ ГэВ. Точки для $p\bar{p}$ были взяты из данных UA5 [8], точки для pp вычислены в модели LCNM. (a) – инклюзивные сечения для всех событий, (b) – инклюзивные сечения для событий со множественностью $62 \leq n \leq 70$.

Из теоремы Абрамовского – Грибова – Канчели (АГК) следует факторизация инклюзивных сечений

$$\frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2\sigma_{pp}}{d\eta dp_T} = f_{pp}(p_T) \frac{d\sigma_{pp}}{d\eta}, \quad \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2\sigma_{p\bar{p}}}{d\eta dp_T} = f_{p\bar{p}}(p_T) \frac{d\sigma_{p\bar{p}}}{d\eta}. \quad (2)$$

Также из теоремы АГК можно показать, что $f_{pp}(p_T) = f_{p\bar{p}}(p_T)$. Экспериментальные коллаборации используют для $f_{pp}(p_T)$ и $f_{p\bar{p}}(p_T)$ параметризации Хагедорна и Тсалиса [4, 5, 9]. Тогда справедливо отношение

$$R = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2\sigma_{p\bar{p}}}{d\eta dp_T} \bigg/ \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2\sigma_{pp}}{d\eta dp_T} = \frac{d\sigma_{p\bar{p}}}{d\eta} \bigg/ \frac{d\sigma_{pp}}{d\eta}. \quad (3)$$

Используя данные, приведенные на рисунке 2а, мы получим, что $R = 1,12 \pm 0,03$. Это означает, что инклюзивные сечения протон-антипротонного взаимодействия превышают инклюзивные сечения протон-протонного взаимодействия. Экспериментальные данные коллабораций ATLAS [4], ALICE [5] и CMS [9] приведены на рисунке 3. Коллаборации ATLAS и ALICE сравнили свои данные с данными коллаборации UA1 [7]. Коллаборация CMS не проводила сравнения. Отношение инклюзивных сечений на рисунке 3с построено нами. Инклюзивное сечение протон-антипротонного взаимодействия, полученное коллаборацией UA1, в 1,2 раза превышает инклюзивное сечение протон-протонного взаимодействия, полученное коллаборациями ATLAS и ALICE и в 1,3 раза превышает данные CMS. Коллаборации ATLAS и ALICE утверждают, что это различие обусловлено

погрешностями триггера эксперимента UA1 и считают, что инклюзивные сечения протон-протонного и протон-антипротонного взаимодействий одинаковы.

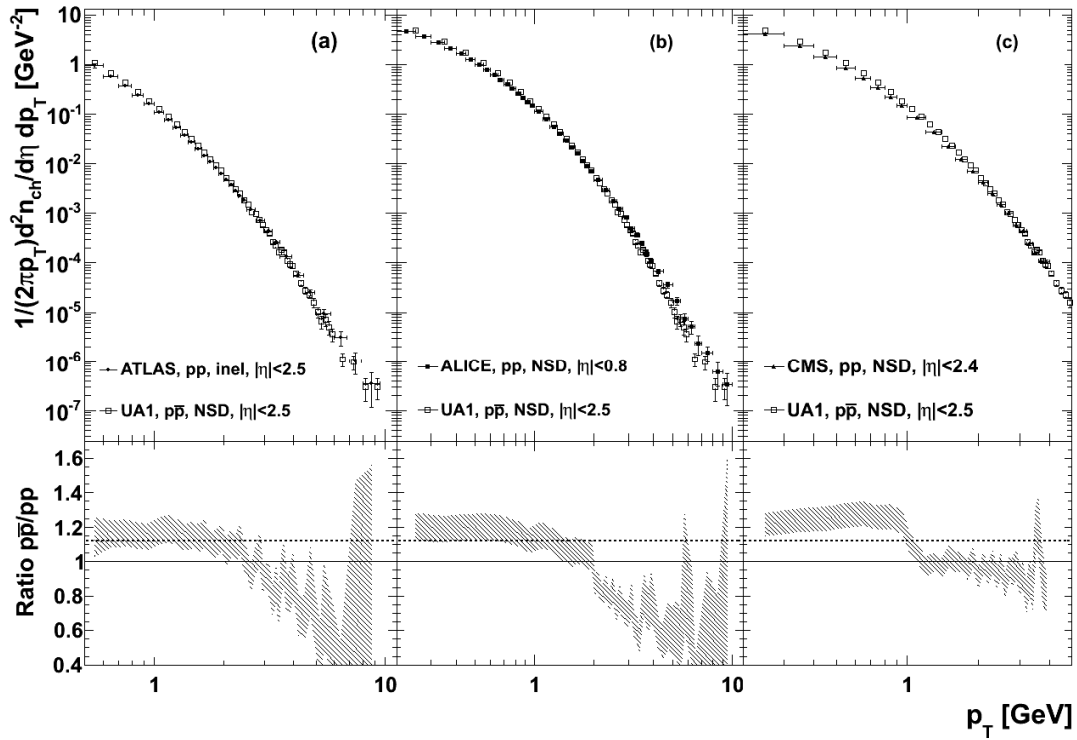


Рисунок 3 – Отношения инвариантных инклюзивных сечений UA1 (протон-антипротон) к ATLAS (a), ALICE (b), CMS (c), последние три – протон-протон, при энергии $\sqrt{s} = 900$ ГэВ. Заштрихованные площади показывают погрешность отношений. Пунктирная линия проведена для величины отношения $R = 1,12$, наше предсказание в модели LCNM. Прямая линия на единице показана для удобства.

Возможные следствия различия инклюзивных сечений протон-протонного и протон-антипротонного взаимодействий

Мы считаем, что инклюзивные сечения протон-протонного и протон-антипротонного взаимодействий различны. Это различие обусловлено подпроцессом рождения адронов из трех кварковых струн, который имеет место только для протон-антипротонного рассеяния. Оценка эффективности триггеров экспериментов ATLAS, ALICE и CMS по отношению к триггеру UA1 показывает [7], что объяснить различие в 1,2 – 1,3 раза только с помощью триггеров невозможно.

Тогда, используя оптическую теорему, мы получим, что мнимая часть амплитуды упругого рассеяния как для протон-протонного так и для протон-антипротонного рассеяния определяется диаграммами, описывающими свертку амплитуды рождения из глюонной струны со своей эрмитово сопряженной (рисунок 4а) и свертку амплитуд рождения из двух кварковых струн со своими эрмитово сопряженными амплитудами (рисунок 4б). Диаграмма рисунка 4с, описывающая свертку амплитуд трех кварковых струн с сопряженными

амплитудами, присуща только мнимой части амплитуды упруго рассеяния протон-антипротонного взаимодействия.

Поэтому, вообще говоря, упругие амплитуды протон-протонного и протон-антипротонного рассеяния различны при высоких энергиях.

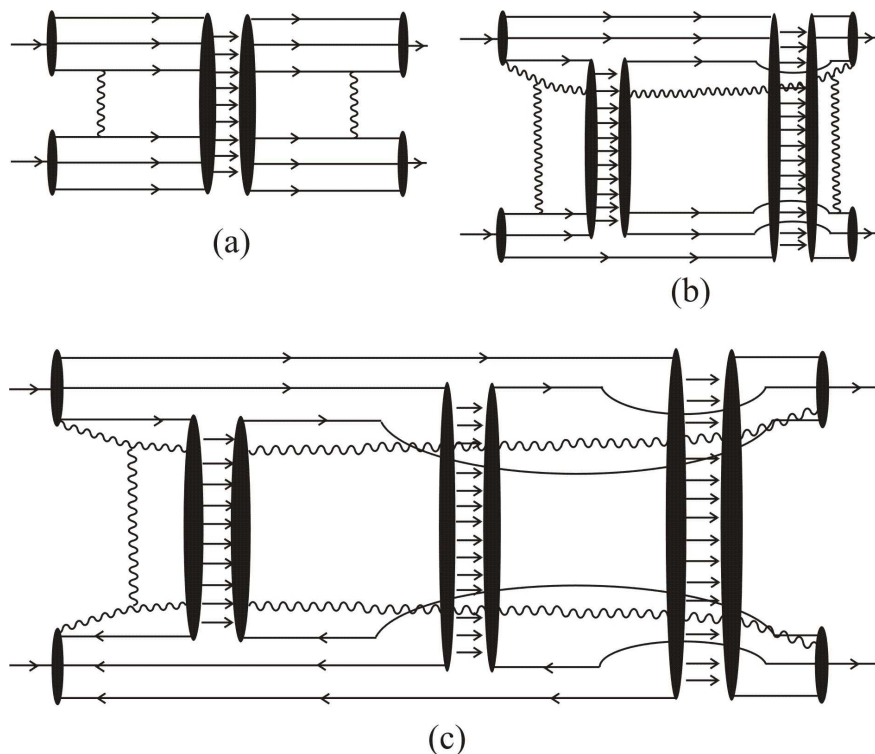


Рисунок 4 – Амплитуды упругого рассеяния, полученные сверткой диаграмм рисунка 1. (a), (b) – характерны как для протон-протонного рассеяния, так и для протон-антипротонного рассеяния, (c) – только для протон-антипротонного рассеяния.

Заключение

Были представлены аргументы, что инклюзивные сечения протон-антипротонного взаимодействия превышают инклюзивные сечения протон-протонного взаимодействия при высоких энергиях. Это связано с наличием дополнительного подпроцесса рождения адронов из трех кварковых струн в протон-антипротонном случае. Тогда из условия унитарности следует, что мнимые части амплитуд упругого рассеяния протона на протоне и протона на антипротоне различны. Это приводит к возможному нарушению теоремы Померанчука. Необходимо исследовать асимптотические свойства амплитуд упругого протон-протонного и протон-антипротонного рассеяния с учетом вкладов КХД диаграмм.

Авторы благодарны А.В. Дмитриеву и Н.В. Приходько за обсуждения. В.А.А. благодарен РФФИ за финансовую поддержку, грант 11-02-01395-а.

Список литературы

- 1 Абрамовский В. А., Канчели О. В. Реджевские процессы и хромодинамика // Письма в ЖЭТФ. – 1980. – Т. 31. – С. 566-569.
- 2 Абрамовский В. А., Радченко Н. В. Полные сечения взаимодействия адронов в модели с малым числом конstituентов // Письма в ЭЧАЯ. – 2009. – Т. 6, № 5. – С. 607-619.
- 3 Абрамовский В. А., Радченко Н. В. Распределения множественности в протон-протонном и протон-антипротонном столкновениях при высоких энергиях // Письма в ЭЧАЯ. – 2009. – Т. 6, № 6. – С. 717-727.
- 4 Aad G. et al. ATLAS Collaboration, Charged-particle multiplicities in pp interactions at $\sqrt{s} = 900$ GeV measured with the ATLAS detector at the LHC // Phys. Lett. B. – 2010. – V. 688. – P. 21-42. arXiv:1003.3124 [hep-ex].
- 5 Aamodt K. et al. ALICE Collaboration, Transverse momentum spectra of charged particles in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 900$ GeV with ALICE at the LHC // Phys. Lett. B. – 2010. – V. 693. – P. 53-68. arXiv:1007.0719 [hep-ex].
- 6 Abramovsky V. A., Radchenko N. V. Possible difference between multiplicity distributions and inclusive spectra of secondary hadrons in proton-proton and proton-antiproton collisions at energy $\sqrt{s}=900$ GeV // arXiv:0912.1041 [hep-ph].
- 7 Albajar C. et al. UA1 Collaboration, A Study of the General Characteristics of $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 0.2$ -TeV to 0.9-TeV // Nucl. Phys. B. – 1990. – V. 335. – P. 261-287.
- 8 Alner G. J. et al. UA5 Collaboration, Scaling of Pseudorapidity Distributions at c.m. Energies Up to 0.9-TeV // Z. Phys. C. – 1986. – V. 33. – P. 1-6.
- 9 Khachatryan V. et al. CMS Collaboration, Transverse momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 2.36 TeV // JHEP. – 2010. – V. 1002. P. 041. arXiv:1002.0621 [hep-ex].
- 10 Kopeliovich B. Z. and Zakharov B. G. Decameron Dynamics In The High-energy Anti-proton Interaction // Phys.Lett. B. – 1988. – V. 211. – P. 221-225.

Рецензенты:

Бичурин Мирза Имамович, д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой проектирования и технологии радиоаппаратуры, ФГБОУ ВПО «Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого», г. Великий Новгород.

Кириянов Борис Федорович, д.т.н., профессор, профессор кафедры прикладной математики и информатики, ФГБОУ ВПО «Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого», г. Великий Новгород.