

ГЛАУБЕРОВСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТОЛКНОВЕНИЙ АДРОНОВ И ЯДЕР НА ПАРТОННОМ УРОВНЕ

В. Н. Коваленко *

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

Разработана монте-карловская глауберовская модель множественного рождения при высоких энергиях. Проведено обобщение на случай протон-ядерных и ядро-ядерных столкновений. Показано, что в pp -столкновениях удовлетворительно описываются полное, упругое и неупругое сечения, наклон дифракционного конуса в широком диапазоне энергий. Модель применяется к Pb–Pb-столкновениям при энергиях ЛHC. Обсуждается связь с модифицированной моделью Глаубера и другими альтернативными моделями.

A Monte Carlo Glauber model of multiple production at high energies has been developed. A generalization has been made to the case of proton–nucleus and nucleus–nucleus collisions. It is shown that in pp collisions the total, elastic and inelastic cross sections and the slope of the diffraction cone are satisfactorily described in a wide energy range. The model is applied to Pb–Pb collisions at LHC energies. A relation to modified Glauber model and other approaches is discussed.

PACS: 13.85.–t; 24.10.Ht; 25.75.–q; 25.75.Dw

ВВЕДЕНИЕ

Глауберовский подход широко используется для описания множественного рождения во взаимодействиях с участием адронов и ядер в широком диапазоне энергий [1–3]. В рамках этого подхода взаимодействие релятивистских ядер является суперпозицией независимых нуклон-нуклонных столкновений. Для более детального описания различных наблюдаемых величин и особенностей ядерного взаимодействия глауберовская модель все чаще используется на партонном уровне [3–8]. При этом обычно систематическому описанию pp -взаимодействия уделяется недостаточно внимания. Полноценный подход состоит в том, что, прежде чем применять модель к ядро-ядерным столкновениям, необходимо убедиться, что основные особенности pp -взаимодействия описываются адекватно.

В связи с этим в данной работе проводится дальнейшее развитие партонной монте-карловской модели Глаубера [9] и делается обобщение

* E-mail: v.kovalenko@spbu.ru

ние на случай протон-ядерных и ядро-ядерных столкновений. В рамках этой модели в *pp*-столкновениях удовлетворительно описываются полное, упругое и неупругое сечения, наклон дифракционного конуса в диапазоне энергий от SPS до LHC при минимальном количестве свободных параметров. Модель применяется к Pb–Pb-столкновениям при энергии LHC. Обсуждается связь этого подхода с модифицированной моделью Глаубера [10–12] и другими подходами.

МОНТЕ-КАРЛОВСКАЯ МОДЕЛЬ ГЛАУБЕРА НА ПАРТОННОМ УРОВНЕ

В данной работе предполагается, что ядра снаряда и мишени представляют совокупность протонов и нейтронов, которые распределены относительно центра ядра в соответствии с функцией ядерной плотности. В частности, для тяжелых ядер применяется распределение Вудса–Саксона

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp[(r - R)/d]} \quad (1)$$

с параметрами $R = 6,63$ фм, $d = 0,545$ фм для ядер свинца ^{208}Pb [13].

Каждый нуклон при достаточно высоких энергиях представляет собой совокупность партонов, распределенных относительно центра нуклона в соответствии с определенной партонной плотностью. В работе [9] рассматривались три варианта партонного распределения — гауссово распределение, экспоненциальное и модель однородного шара с жестким краем, а также было показано, что наилучшее согласие с экспериментальными данными достигается при экспоненциальном распределении

$$\rho_{\text{exp}}(r) = \rho_0 \exp\left(-\frac{2\sqrt{3}}{R_0}r\right), \quad (2)$$

где параметр R_0 является среднеквадратичным радиусом протона. Мы использовали значение $R_0 = 0,831$ фм [14]. Величина сечения партон-партонного рассеяния σ_{parton} , а также среднее число партонов в нуклоне являются параметрами модели. Мы предполагали фиксированное значение $\sigma_{\text{parton}} = 3,3$ мб [15], а рост нуклонных сечений с ростом энергии полностью достигается за счет увеличения числа партонов. Это объясняется тем, что с ростом \sqrt{s} в процесс вовлекаются глюоны с малыми x , для которых глюонные функции распределения увеличиваются. Зависимость среднего числа партонов от энергии \sqrt{s} (ГэВ) имеет степенной вид [9]:

$$\langle n_{\text{parton}} \rangle = C(\sqrt{s})^\kappa, \quad (3)$$

где $C = 1,74$, $\kappa = 0,19$. Нижняя граница энергетической применимости модели равна $\sqrt{s} = 20$ ГэВ, что примерно соответствует $\langle n_{\text{parton}} \rangle = 3$.

Монте-карловский алгоритм для протон-протонных столкновений состоит из следующих шагов:

- разыгрывается прицельный параметр b и положение нуклонов на поперечной плоскости;
- разыгрывается количество партонов в каждом нуклоне в соответствии с распределением Пуассона, за исключением случая $n_{\text{parton}} = 0$;
- определяются партон-участники, т. е. партон снаряда и мишени, находящиеся ближе, чем $d_{\text{min}} = \sqrt{\sigma_{\text{parton}}/\pi}$, друг к другу в поперечной плоскости (если имеется одна пара взаимодействующих партонов, считается, что имеет место неупругое событие);
- накапливается статистика вероятности неупругого взаимодействия и затем рассчитывается профильная функция неупругого pp -столкновения $\sigma(b)$, а через нее и другие наблюдаемые величины.

Как было показано в работе [9], данная модель позволяет удовлетворительно описать одновременно такие характеристики протон-протонного рассеяния, как полное сечение, неупругое и упругое сечения, а также наклон дифракционного конуса в широком диапазоне энергий (от SPS до ЛНС). Кроме того, она обладает правильной (удовлетворяющей теореме Фруассара) асимптотикой при сверхвысоких энергиях.

Обобщение модели на случай ядро-ядерного взаимодействия проводится непосредственным образом. Ядра располагаются на расстоянии прицельного параметра b . Нуклоны в каждом из ядер разыгрываются в соответствии с ядерной плотностью, после чего генерируются партон для каждого из нуклонов. Вся дальнейшая обработка партонных облаков происходит в соответствии с описанным выше алгоритмом. Нуклоны-участники определяются как нуклоны, у которых есть хотя бы один про-взаимодействующий партон. Отдельно подсчитывается число бинарных партонных и нуклонных столкновений.

Важно отметить, что в рассматриваемой модели каждый партон может неупруго столкнуться с партоном из другого ядра только один раз. После взаимодействия он выбывает из дальнейшего рассмотрения. Это предположение является особенно важным в случае столкновений тяжелых ионов и играет ключевую роль с точки зрения учета сохранения энергии и определения множественности в ядро-ядерных столкновениях.

ПРОБЛЕМА СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ В МОДЕЛИ ГЛАУБЕРА И АЛЬТЕРНАТИВНЫХ ПОДХОДАХ

Модель Глаубера [1] широко используется для описания геометрии ядро-ядерных столкновений при высоких энергиях. В современных коллайдерных экспериментах она играет важную роль для описания центральности, ведь непосредственное измерение прицельного параметра или числа нуклонов-участников в эксперименте невозможно.

В модели Глаубера столкновения ядер рассматриваются как совокупность независимых нуклон-нуклонных столкновений. Логично было бы считать, что множественность рожденных частиц в ядро-ядерных взаимодействиях должна быть пропорциональна числу таких бинарных

столкновений N_{coll} , однако это грубо противоречит экспериментальным данным [10]. В связи с этим для аппроксимации данных по множественности используют дополнительные предположения, например двухкомпонентную параметризацию Харзеева–Нарди [16].

Как было показано в работе [17], в большинстве продвинутых моделей, описывающих широкий спектр экспериментальных данных, заложены эффекты, уменьшающие многократное партонное сечение и, таким образом, уменьшающие среднее число бинарных столкновений. К таким моделям относятся Nijm с механизмом глюонного затенения, модифицированная глауберовская модель [10] с учетом потерь энергии и стоппинга, дипольная монте-карловская модель [18].

Модифицированная модель Глаубера (МГМ) для столкновений тяжелых ионов оказывается хорошо применима в широком диапазоне энергий. В ней вводится параметр k такой, что при каждом неупругом нуклон-нуклонном столкновении теряется фиксированная часть $(1-k)$ импульса в системе центра масс. Потеря энергии уходит на рождение заряженных и нейтральных частиц. Параметр k определяется путем аппроксимации экспериментальных данных по выходу множественности заряженных частиц в AA-столкновениях.

РЕЗУЛЬТАТЫ ПАРТОННОЙ ГЛАУБЕРОВСКОЙ МОДЕЛИ

На рис. 1 показаны среднее число нуклонов-участников, а также число бинарных нуклонных столкновений в зависимости от центральности в столкновениях ядер свинца (Pb–Pb) при энергии ЛHC ($\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ ТэВ) в сравнении с предсказаниями стандартной модели Глаубера. Видно, что в данной модели число нуклонов-участников меняется незначительно (по сравнению с моделью Глаубера на нуклонном

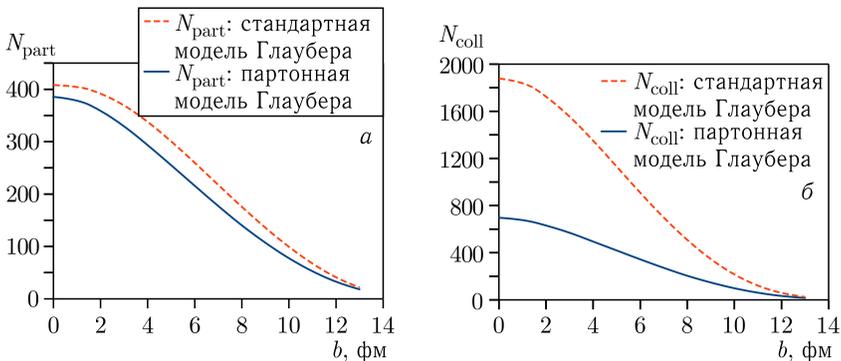


Рис. 1. Зависимость среднего числа нуклонов-участников N_{part} (а) и числа бинарных столкновений N_{coll} (б) от прицельного параметра в Pb–Pb-столкновениях при энергии 2,76 ТэВ в партонной модели Глаубера

уровне). Однако число бинарных столкновений более чем в 2 раза ниже, чем в стандартном подходе Глаубера. Эти результаты довольно близки к предсказаниям MGM [10, 12], а также соответствуют более детальным моделям [17], в которых учитываются потери энергии на рождение частиц.

Чтобы глубже понять связь между подходом данной работы и моделью MGM, построены сечения многократного нуклон-нуклонного рассеяния $\sigma(m)$ в данных моделях (рис. 2). В партонной модели $\sigma(m)$ рассчитывается методом Монте-Карло, когда после каждого нуклон-нуклонного рассеяния от партонной конфигурации нуклона остаются только партоны-спектаторы, не провзаимодействовавшие на текущем шаге.

В модели MGM многократные сечения $\sigma(m)$ вычисляются аналитически. Зависимость нуклон-нуклонного сечения от энергии параметризуется как $\sigma = 28,84 + 0,05 \ln^{2,37}$ мб [3]. Первое столкновение происходит при номинальной энергии, а далее на каждом этапе энергия столкновения в системе центра масс вычисляется исходя из потери $(1-k)$ доли импульса нуклона, что соответствует изменению импульса: $p' = kp$, $k = 0,22$ [12].

Результаты по последовательным нуклон-нуклонным сечениям в двух моделях представлены на рис. 2. Видно, что, по крайней мере, для первых нескольких столкновений наблюдается хорошее согласие между подходами партонной глауберовской модели и MGM. Таким образом, можно считать, что рассматриваемая в данной работе глауберовская модель на партонном уровне может служить микроскопическим обоснованием MGM.

В заключение рассмотрим возможность описания множественности в монте-карловской модели Глаубера на партонном уровне. Ясно, что множественность (как и сечения) не меняется при переходе в другую систему отсчета, следовательно, она должна зависеть только от лоренц-инвариантных величин. Также в духе модели Глаубера логично

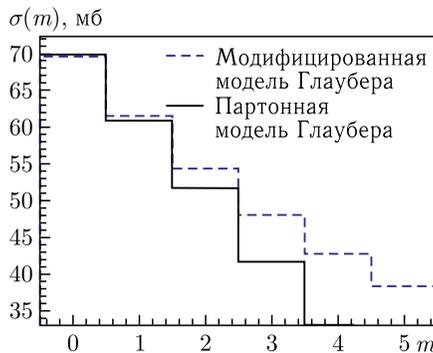


Рис. 2. Сечения многократного нуклон-нуклонного рассеяния в партонной глауберовской модели и MGM в зависимости от кратности взаимодействия m

предположить, что она должна быть пропорциональна числу партон-партонных бинарных столкновений $N_{\text{coll parton}}$ (это соответствует тому, что все партонные соударения являются одинаковыми и не зависят друг от друга). Поскольку мы используем предположение об однократности партонных столкновений, то, как легко заметить, число партонов-участников и число партонных столкновений связаны: $N_{\text{coll parton}} = N_{\text{part parton}}/2$. Тогда множественность на единицу псевдобыстроты пропорциональна $N_{\text{part parton}}$:

$$\left\langle \frac{dN_{\text{ch}}}{d\eta} \right\rangle = f(N_{\text{part parton}}) = n_0 N_{\text{part parton}} = 2n_0 N_{\text{coll parton}}, \quad (4)$$

где коэффициент n_0 дает среднюю множественность заряженных частиц на единицу псевдобыстроты на одного партона-участника.

Можно предположить, что процесс адронизации каждого партонного соударения сопровождается рождением пары кварк-глюонных струн [19–22]. В работах [22–26] показано, что множественность заряженных частиц от одной струны на единицу псевдобыстроты $\mu_0 \simeq 1$. В таком случае $n_0 = \mu_0 \simeq 1$.

На рис. 3 показаны предсказания партонной модели Глаубера для множественности заряженных частиц, нормированной на число нуклон-нуклонных пар, в зависимости от центральности для Pb–Pb-столкновений при энергии 2,76 ТэВ в сравнении с данными ALICE [27]. Видно, что результаты партонной модели в рамках даже такого простого предположения (4) достаточно близки к экспериментальным данным. Однако, несмотря на этот достигнутый результат, полноценное описание множественности в широком диапазоне энергий и сортов сталкивающихся ядер является предметом дальнейших исследований. Распределения по числу

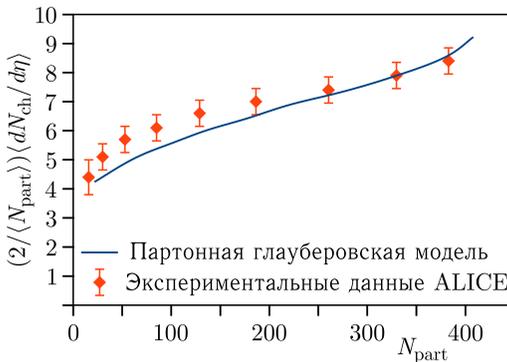


Рис. 3. Множественность заряженных частиц на единицу псевдобыстроты, нормированная на число нуклон-нуклонных пар, в зависимости от центральности в Pb–Pb-столкновениях при энергии 2,76 ТэВ в партонной глауберовской модели (линия) в сравнении с экспериментальными данными ALICE [27] (точки)

партонных столкновений могут служить в качестве основы для обобщения модели мультипомеронного обмена [20–22] на pA - и AA -столкновения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено обобщение партонной монте-карловской модели Глаубера [9] на случай ядро-ядерных столкновений. В pp -взаимодействии модель удовлетворительно описывает полное, упругое и неупругое сечения, наклон дифракционного конуса в диапазоне энергий от SPS до LHC. Сохранение энергии в начальных состояниях столкновения ядер приводит к значительному уменьшению числа бинарных столкновений по сравнению со стандартной моделью Глаубера, что позволяет описать множественность в Pb–Pb-столкновениях при энергии LHC. Результаты модели близки к предсказаниям модели MGM.

Благодарности. Автор выражает признательность Г. А. Феофилову и С. В. Симак за многочисленные обсуждения затронутых проблем и интерес к данной работе.

Финансирование. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Санкт-Петербургского государственного университета, исследование выполнено в рамках проекта Санкт-Петербургского государственного университета ID: 95413904.

Конфликт интересов. Автор данной работы заявляет, что у него нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Glauber R. J., Matthiae G.* High-Energy Scattering of Protons by Nuclei // Nucl. Phys. B. 1970. V. 21. P. 135–157.
2. *Miller M. L., Reygers K., Sanders S. J., Steinberg P.* Glauber Modeling in High Energy Nuclear Collisions // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2007. V. 57. P. 205–243; arXiv:nucl-ex/0701025.
3. *Loizides C.* Glauber Modeling of High-Energy Nuclear Collisions at the Sub-nucleon Level // Phys. Rev. C. 2016. V. 94, No. 2. P. 024914; arXiv:1603.07375.
4. *Eremin S., Voloshin S.* Nucleon Participants or Quark Participants? // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. P. 064905; arXiv:nucl-th/0302071.
5. *Deliyergiyev M., Rybczyński M.* Multiplicity Fluctuations in the Glauber Monte Carlo Approach // Phys. Rev. C. 2020. V. 101, No. 1. P. 014909; arXiv:1909.00375.
6. *Deb S., Sarwar G., Thakur D., Subramani P., Sahoo R., Alam J.-e.* Glauber Model for a Small System Using the Anisotropic and Inhomogeneous Density Profile of a Proton // Phys. Rev. D. 2020. V. 101, No. 1. P. 014004; arXiv:1909.13509.
7. *Амбарян Г. О., Коротких В. Л., Эйюбова Г. Х.* Зависимость эмиссии частиц от центральности в ядро-ядерных столкновениях на нуклонном и кварковом уровне // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2022. № 2. С. 2220201.

8. *Ambaryan G. O., Eyyubova G. K., Korotkikh V. L., Zabrodin E. E.* Exploring Experimental Heavy-Ion Centrality Dependence of Particle Production in MC Glauber Model // *Phys. At. Nucl.* 2023. V. 86, No. 6. P. 1514–1520.
9. *Mikhailovsky V. P., Kovalenko V. N.* Glauber Monte-Carlo Model at Partonic Level for pp Collisions in a Wide Energy Range // *Phys. Part. Nucl.* 2022. V. 53, No. 2. P. 556–562.
10. *Feofilov G., Ivanov A.* Number of Nucleon–Nucleon Collisions vs. Energy in Modified Glauber Calculations // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2005. V. 5. P. 230–237.
11. *Seryakov A., Feofilov G.* Modified Glauber Model and a New Interpretation of Collective Effects in AA and pA at LHC // *AIP Conf. Proc.* 2016. V. 1701, No. 1. P. 070001.
12. *Симак С. В., Феофилов Г. А.* Учет потерь энергии в рамках модифицированной Монте-Карло модели Глаубера // *ЭЧАЯ.* 2025. Т. 56, вып. 3. С. 1467–1473.
13. *De Vries H., De Jager C. W., De Vries C.* Nuclear Charge and Magnetization Density Distribution Parameters from Elastic Electron Scattering // *At. Data Nucl. Data Tables.* 1987. V. 36. P. 495–536.
14. *Karr J. P., Marchand D.* Progress on the Proton-Radius Puzzle // *Nature.* 2019. V. 575, No. 7781. P. 61–62; <http://dx.doi.org/10.1038/d41586-019-03364-z>.
15. *Amelin N. S., Armesto N., Pajares C., Sousa D.* Monte Carlo Model for Nuclear Collisions from SPS to LHC Energies // *Eur. Phys. J. C.* 2001. V. 22. P. 149–163; arXiv:hep-ph/0103060.
16. *Kharzeev D., Nardi M.* Hadron Production in Nuclear Collisions at RHIC and High Density QCD // *Phys. Lett. B.* 2001. V. 507. P. 121–128; arXiv:nucl-th/0012025.
17. *Drozhdzova T. A., Kovalenko V. N., Seryakov A. Y., Feofilov G. A.* Centrality and Multiparticle Production in Ultrarelativistic Nuclear Collisions // *Phys. At. Nucl.* 2016. V. 79, No. 5. P. 737–748.
18. *Kovalenko V. N.* Dipole-Based Description of the pp Interaction // *Theor. Math. Phys.* 2015. V. 184, No. 3. P. 1295–1303.
19. *Vechernin V., Andronov E., Kovalenko V., Puchkov A.* Multiplicity Distributions and Modified Combinants in the Multipomeron Model of pp Interaction at High Energies // *Universe.* 2024. V. 10, No. 2. P. 56.
20. *Bodnia E., Derkach D., Feofilov G., Kovalenko V., Puchkov A.* Multi-Pomeron Exchange Model for pp and $p\bar{p}$ Collisions at Ultra-High Energy // *PoS QFTHEP2013.* 2013. P. 060; arXiv:1310.1627 [hep-ph].
21. *Bodnya E. O., Kovalenko V. N., Puchkov A. M., Feofilov G. A.* Correlation between Mean Transverse Momentum and Multiplicity of Charged Particles in pp and $p\bar{p}$ Collisions: From ISR to LHC // *AIP Conf. Proc.* 2015. V. 1606, No. 1. P. 273–282; arXiv:1401.7534 [hep-ph].
22. *Kovalenko V., Feofilov G., Puchkov A., Valiev F.* Multipomeron Model with Collective Effects for High-Energy Hadron Collisions // *Universe.* 2022. V. 8, No. 4; <https://www.mdpi.com/2218-1997/8/4/246>.
23. *Vechernin V. V., Kolevatov R. S.* On Multiplicity and Transverse-Momentum Correlations in Collisions of Ultrarelativistic Ions // *Phys. At. Nucl.* 2007. V. 70. P. 1797–1808.
24. *Vechernin V. V.* Space-Time Picture of the String Fragmentation and the Fusion of Colour Strings // 19th Intern. Baldin Seminar on High Energy Phys.

Problems: Relat. Nucl. Phys. and Quantum Chromodyn. 2008; arXiv:0812.0604 [hep-ph].

25. *Kovalenko V.* Monte Carlo Model for pp , pA and AA Collisions at High Energy: Parameters Tuning and Results // PoS QFTHEP2013. 2013. P. 052.
26. *Kovalenko V.* Determination of the Quark-Gluon String Parameters from the Data on pp , pA and AA Collisions at Wide Energy Range Using Bayesian Gaussian Process Optimization // PoS Confinement2018. 2019. P. 235; arXiv:1902.11082.
27. *Aamodt K. et al. (ALICE Collab.).* Centrality Dependence of the Charged-Particle Multiplicity Density at Mid-Rapidity in Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. P. 032301; arXiv:1012.1657 [nucl-ex].