

УЧЕТ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ В РАМКАХ МОДИФИЦИРОВАННОЙ МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИ ГЛАУБЕРА

С. В. Симаков *, *Г. А. Феофилов* **

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

Представлены результаты дальнейшего развития Монте-Карло модифицированной модели Глаубера [1, 2] столкновений релятивистских ядер. Для последовательных неупругих нуклон-нуклонных столкновений эффективно учитываются потери энергии в связи с процессами множественного рождения частиц, а также соответствующее уменьшение величины сечения неупругих нуклонных столкновений. Применение данного подхода с выделением неупругих процессов с различным числом бинарных столкновений в ядро-ядерных взаимодействиях позволяет объяснить в модели с одним параметром как наблюдаемый скейлинг с числом нуклонов-участников при энергиях в области NICA, SPS и RHIC, так и отклонение от него при энергиях LHC.

We present the results of further development of the Monte Carlo modified Glauber model [1, 2] for collisions of relativistic nuclei. In successive inelastic nucleon–nucleon collisions, the energy losses due to the processes of multiple particle production, as well as a corresponding decrease in the cross section for inelastic nucleon collisions are effectively taken into account. The use of this approach, with the identification of inelastic processes with different numbers of binary collisions in nucleus–nucleus interactions, allows us to highlight and to analyze the observed scaling of the total yield of charged particles with the number of participating nucleons in the NICA, SPS and RHIC regions and the deviation from it at the LHC energies.

PACS: 25.75.–q; 24.10.Jv

ВВЕДЕНИЕ

В экспериментах по столкновениям Au + Au при энергиях RHIC был обнаружен эффект скейлинга множественности заряженных частиц (N_{ch}), нормированной на число пар нуклонов-участников ($0,5N_{part}$), с N_{part} [3]. Однако в ядро-ядерных столкновениях (Pb + Pb, Xe + Xe) при более высоких энергиях (LHC) наблюдается отклонение от скейлинга с N_{part} , причем нелинейное в области самых центральных столкнове-

* E-mail: s.simakov@spbu.ru

** E-mail: g.feofilov@spbu.ru

ний [4] (рис. 1). Для случая Pb + Pb столкновений данные в [4] сравнивались с различными параметризациями, рассчитанными с помощью стандартной модели Глаубера (SGM), моделью конститuentных кварков [5] и с другими теоретическими расчетами.

Знание числа нуклонов-участников N_{part} или множественности заряженных частиц в данном событии может быть использовано для нахождения прицельного параметра b и отбора классов событий для последующего анализа физической информации. Например, для расчета фактора ядерной модификации (R_{AA}). Широко используется для этих целей глауберовская Монте-Карло модель множественного рождения частиц [6].

Однако необходимо помнить, что глауберовская Монте-Карло модель содержит ряд предположений. Отметим наиболее важные из них: значение сечения неупругого нуклон-нуклонного рассеяния $\sigma_{\text{inel}}^{NN}$ фиксировано для всех бинарных нуклонных столкновений; множественность частиц, рождающихся в бинарных столкновениях, также в среднем не меняется; потери энергии (импульса) нуклонами в процессах рождения частиц не учитываются.

В данной статье мы приводим расширение модифицированной модели Глаубера (MGM) [1, 2] для объяснения эффекта отклонения от скейлинга с N_{part} в ядро-ядерных столкновениях при энергии ЛНС.

СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ ГЛАУБЕРА

Для каждого события с некоторым случайным значением прицельного параметра b в модели генерируются пространственные координаты нуклонов согласно распределению ядерной плотности, для которой нами использовалась функция Ферми с двумя параметрами:

$$\rho(r) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r - R}{a}\right)}, \quad (1)$$

где $a = 0,546$ фм, $R = 6,62$ фм (для свинца) из [8].

В модели Глаубера последовательные столкновения нуклонов в процессах ядро-ядерного взаимодействия рассматриваются как столкновения неких барионоподобных структур, движущихся навстречу друг другу, где в бинарных столкновениях не изменяется импульс и направление движения нуклонов.

Сечения неупругого нуклон-нуклонного столкновения изначально фиксируются в соответствии с заданной энергией в системе центра масс (\sqrt{s}) [5]. Далее для данного прицельного параметра столкновения двух ядер рассматриваются нуклоны первого ядра. Для каждого нуклона вычисляется количество нуклонов второго ядра, которые попадают в область взаимодействия с ним. Это взаимодействие происходит, если

прицельный параметр между ним и налетающим нуклоном не превышает определенную величину [9]:

$$b < \sqrt{\frac{\sigma_{NN}}{\pi}}. \quad (2)$$

Здесь и далее в тексте σ_{NN} относится к неупругому нуклон-нуклонному сечению. Таким образом, учет всех неупругих бинарных нуклон-нуклонных столкновений дает возможность определить величину N_{coll} . Для нахождения N_{part} в модели считается количество нуклонов, которые испытали хотя бы одно столкновение.

Среднее итоговое значение числа рожденных заряженных частиц $\langle N_{\text{ch}} \rangle$ в ядро-ядерном столкновении при данном прицельном параметре b и заданной энергии столкновений $\sqrt{s_{NN}}$ является в SGM суммой отдельных вкладов $\langle N_{\text{ch}}^{pp} \rangle$ каждого бинарного нуклон-нуклонного столкновения. Величина $\langle N_{\text{ch}}^{pp} \rangle$ рассчитывается для определенного значения $\sqrt{s_{NN}}$ по формуле [10]:

$$\langle N_{\text{ch}}^{pp} \rangle = a + b \ln(s) + c \ln^2(s), \quad a = 16,65, \quad b = -3,147, \quad c = 0,334. \quad (3)$$

Поскольку при таком прямом подходе итоговое значение числа рожденных заряженных частиц $\langle N_{\text{ch}} \rangle$ оказывается в SGM чрезвычайно завышенным, то для аппроксимации распределения числа событий по множественности используется двухкомпонентная модель [7].

МОДИФИЦИРОВАННАЯ МОДЕЛЬ ГЛАУБЕРА

Отличие модифицированной Монте-Карло модели Глаубера от SGM заключается в том, что для последовательных нуклон-нуклонных столкновений учитываются законы сохранения энергии и импульса и вводится аналогично [1, 2] единственный параметр k , учитывающий среднюю потерю $(1 - k)$ доли импульса в системе центра масс сталкивающихся нуклонов.

Очередность столкновений нуклонов определяется расстояниями между ними, т. е. сначала сталкиваются ближайшие. Считается, что два нуклона взаимодействуют, если их прицельный параметр $b < \sqrt{\sigma_{NN}/\pi}$, $\sigma_{NN} = a + b \ln^n(s)$, параметры $a = 28,84 \pm 0,52$, $b = 0,05 \pm 0,02$, $n = 2,37 \pm 0,12$ взяты из [6].

Первое столкновение рассчитывается следующим образом.

1. Начальный импульс нуклонов:

$$P_1 = -P_2 = \sqrt{\left(\frac{\sqrt{s}}{2}\right)^2 - m^2}, \quad (4)$$

где P_1, P_2 — импульсы нуклонов, движущихся противонаправленно.

2. Импульсы после столкновения:

$$P'_1 = kP_1, \quad P'_2 = kP_2. \quad (5)$$

В дальнейших столкновениях пересчет импульса осуществляется следующим образом при $P'_1 > P'_2$ (в противном случае переменные переименовываются).

1. Энергия нуклонов:

$$E_1 = \sqrt{(P'_1)^2 + m^2}, \quad E_2 = \sqrt{(P'_2)^2 + m^2}. \quad (6)$$

2. Энергия на пару нуклонов и энергия каждого нуклона в системе центра масс (СМ):

$$\sqrt{s} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (P'_1 + P'_2)^2}, \quad E_{\text{СМ}} = \frac{\sqrt{s}}{2}. \quad (7)$$

3. Модуль импульсов нуклонов в системе центра масс:

$$P_{\text{СМ}} = \sqrt{E_{\text{СМ}}^2 - m^2}. \quad (8)$$

4. Пересчет импульса:

$$\beta = \frac{P_{\text{СМ}}E_1 - E_{\text{СМ}}P_1}{P_{\text{СМ}}P_1 - E_{\text{СМ}}E_1}, \quad P_{\text{СМ}}^{\text{new}} = kP_{\text{СМ}}, \quad E_{\text{СМ}}^{\text{new}} = \sqrt{(P_{\text{СМ}}^{\text{new}})^2 + m^2}, \quad (9)$$

$$P_1^{\text{new}} = \frac{P_{\text{СМ}}^{\text{new}} + \beta E_{\text{СМ}}^{\text{new}}}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad P_2^{\text{new}} = \frac{-P_{\text{СМ}}^{\text{new}} + \beta E_{\text{СМ}}^{\text{new}}}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (10)$$

где $P_{\text{СМ}}^{\text{new}}$ — модуль импульса в СМ после столкновения; $E_{\text{СМ}}^{\text{new}}$ — энергия нуклонов в СМ после столкновения; $P_1^{\text{new}}, P_2^{\text{new}}$ — импульсы нуклонов после столкновения.

При данном прицельном параметре количество нуклонов-участников ($\langle N_{\text{part}} \rangle$) и бинарных нуклон-нуклонных столкновений ($\langle N_{\text{coll}} \rangle$) определяется в Монте-Карло модели путем прямого подсчета в процессе последовательных столкновений каждого нуклона.

Для определения количества рожденных заряженных частиц ($\langle N_{\text{ch}} \rangle$) в каждом бинарном столкновении определяется $\langle N_{\text{ch}}^{\text{pp}} \rangle$ согласно формуле (3) для соответствующей энергии в системе центра масс пары данных сталкивающихся нуклонов. Далее все полученные значения суммируются, и мы получаем итоговое число рожденных заряженных частиц.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 приведены результаты сравнения расчетов по MGM с результатами измерений при разной центральности полной множественности заряженных частиц, нормированной на количество пар N_{part} в столкновениях Au + Au и Pb + Pb при энергиях RHIC и LHC. При энергии RHIC наблюдается скейлинг с числом N_{part} , в то время как при энергиях

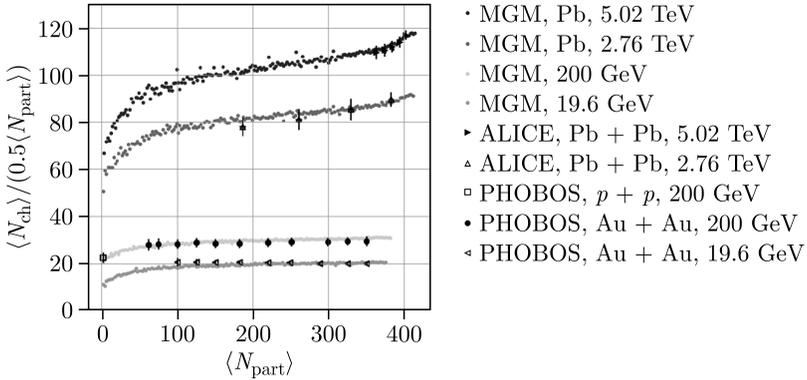


Рис. 1. Результаты расчетов MGM: для столкновений Pb + Pb при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ и $2,76$ ТэВ $k = 0,225$, для столкновений Au + Au при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 200$ и $19,6$ ГэВ $k = 0,1$. Точки с погрешностями — экспериментальные данные PHOBOS [3] и ALICE [4, 11]

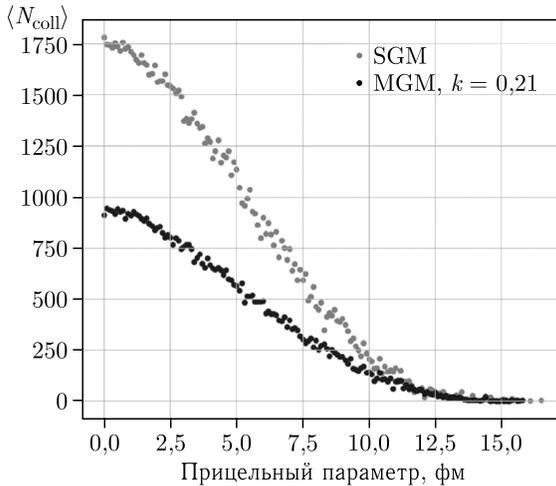


Рис. 2. Сравнение результатов SGM и MGM оценок числа бинарных нуклонных столкновений для случая Pb + Pb при $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ ТэВ

ЛНС мы видим отклонение от скейлинга, причем нелинейное в области самых центральных столкновений.

На рис. 2 можно видеть различие в результатах, полученных из стандартной и модифицированной моделей Глаубера. В случае MGM число бинарных столкновений (N_{coll}) заметно падает по сравнению с SGM. Этот факт подтверждается и расчетами в рамках генераторов событий, где учитываются законы сохранения энергии и импульса [12], а также

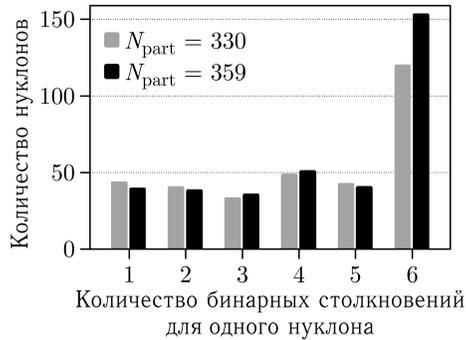


Рис. 3. Результаты MGM для распределений по числу бинарных столкновений для одного нуклона для двух случаев близких классов самых центральных событий Pb + Pb столкновений при энергии 2,76 ТэВ (см. рис. 1)

глауберовского моделирования на партонном уровне в широком диапазоне энергий [13, 14].

На рис. 3 мы приводим результаты MGM для двух случаев близких классов самых центральных событий Pb + Pb столкновений при энергии 2,76 ТэВ: $N_{part} = 330$ и $N_{part} = 359$ (см. рис. 1). Таким образом, эффект нелинейного отклонения нормированного выхода множественности от скейлинга с числом N_{part} , наблюдаемый в событиях самых центральных столкновений ядер при энергии LHC, связан с увеличением числа нуклонов, испытавших максимальное число бинарных столкновений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В итоге данного исследования получены следующие выводы.

- Результаты работы модифицированной Монте-Карло модели Глаубера с параметром k , эффективно учитывающим среднюю потерю части импульса нуклона для всех нуклон-нуклонных столкновений, хорошо описывают в столкновениях ядер экспериментальные данные (как скейлинг полной множественности заряженных частиц, нормированной на количество пар нуклонов-участников в зависимости от числа нуклонов-участников, наблюдаемый при энергиях RHIC и SPS, так и отклонение от скейлинга при энергиях LHC).

- Показано, что эффекты отклонения от скейлинга нормированного выхода множественности с числом N_{part} , наблюдаемые в столкновениях ядер, связаны с увеличением сечения неупругого нуклон-нуклонного рассеяния при энергии LHC и с чисто геометрическим фактором увеличения числа нуклонов, испытавших максимальное число бинарных столкновений в случае самых центральных событий.

- MGM дает существенно меньшие значения числа бинарных столкновений (N_{coll}) по сравнению с SGM, что подтверждает ранее получен-

ные результаты [1, 2, 12] и ставит под сомнение общепринятые расчеты R_{AA} для случая доминирования мягких процессов.

- В целом полученные результаты демонстрируют необходимость отказа от использования стандартной модели Глаубера при нормализации выходов множественности в экспериментальных данных по pA - и AA -столкновениям, особенно в мягкой области спектра поперечных импульсов заряженных частиц. В связи с этим предполагается дальнейшее развитие MGM в области энергий строящегося коллайдера NICA, планируется анализ особенностей столкновений деформированных ядер ксенона, а также учет упругих нуклон-нуклонных столкновений.

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

Благодарности. Авторы выражают признательность В. Н. Коваленко и А. Ю. Серякову за многочисленные обсуждения затронутых проблем и ценные замечания к данной работе.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Feofilov G., Ivanov A. // J. Phys. G.: Conf. Ser. 2005. V. 5. P. 230–237.
2. Feofilov G., Seryakov A. // AIP Conf. Proc. 2016. V. 1701, No. 1. P. 07000.
3. Back B. B. et al. (PHOBOS Collab.). arXiv:nucl-ex/0301017.2003-P.5.
4. Acharya S. et al. (ALICE Collab.) // Phys. Lett. B. 2019. V. 790. P. 35–48.
5. Loizides C. // Phys. Rev. C. 2016. V. 94. P. 024914.
6. d’Enterria D., Loizides C. // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2021. V. 71. P. 315–344.
7. Kharzeev D., Nardi M. // Phys. Lett. B. 2001. V. 507. P. 121–128.
8. De Vries H., De Jager C. W., De Vries C. // At. Data Nucl. Res. Tables. 1987. V. 36. P. 495–536.
9. Hu Ce-ran et al. arXiv:2109.12802v4. 2021. 11 p.
10. Grosse-Oetringhaus J. F., Reygers K. // J. Phys. G. 2010. V. 37. P. 083001.
11. ALICE Collab. // Phys. Lett. B. 2013. V. 726. P. 610–622.
12. Дрожжова Т. А., Коваленко В. Н., Серяков А. Ю., Феофилов Г. А. // ЯФ. 2016. Т. 79. С. 508.
13. Михайловский В. П., Коваленко В. Н. // ЭЧАЯ. 2022. Т. 53, вып. 2. С. 504–517.
14. Коваленко В. Н. // ЭЧАЯ. 2025. Т. 55, вып. 3. С. 1522–1530.