

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ ФРАГМЕНТАЦИИ НУКЛОНОВ-СПЕКТАТОРОВ НА ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЦЕНТРАЛЬНОСТИ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

И. Сегаль^{1,*}, *А. Тараненко*^{1,2}

¹ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

² Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Эксперименты по столкновению тяжелых ионов имеют широкий диапазон физических наблюдаемых, которые зависят от начальной геометрии. Центральность применяется для описания начальной геометрии столкновений. Фрагменты-спектаторы, или части сталкивающихся ядер, не участвовавшие в столкновении, можно использовать для определения центральности. Обсуждается, как процессы фрагментации спектаторов могут повлиять на процедуру определения центральности. Эти эффекты продемонстрированы с помощью данных модели DCM-QGSM-SMM, реалистично воспроизводящей процессы фрагментации, и опубликованных результатов эксперимента NA61/SHINE.

Heavy-ion collision experiments have a wide range of physical observables that are dependent on the initial geometry. Centrality is used to describe the initial geometry of collisions in experiments. Spectator fragments, or pieces of the colliding nuclei that were not involved in the collision, can be used to determine centrality. We discuss how processes of spectator fragmentation may impact the centrality determination procedure. These effects are demonstrated using the DCM-QGSM-SMM model, which realistically reproduces fragmentation processes, and the published results of the NA61/SHINE experiment.

PACS: 44.25.+f; 44.90.+c

ВВЕДЕНИЕ

Физические наблюдаемые, которые используются для изучения сильновзаимодействующей материи, образовавшейся в результате столкновений релятивистских тяжелых ионов (например, коллективные анизотропные потоки, выход частиц), зависят от начальной геометрии столкновения [1, 2]. Начальная геометрия столкновений может определяться прицельным параметром (b), числом бинарных нуклон-нуклонных столкновений (N_{coll}), числом нуклонов-участников (N_{part}) и количеством нуклонов-спектаторов (N_{spec}) и т. д. Поскольку эти модельные парамет-

* E-mail: ilya.segal.97@gmail.com

ры не могут быть измерены непосредственно в экспериментах, понятие центральности вводится для сопоставления исходных геометрических параметров с экспериментально измеренными наблюдаемыми (оценками центральности). Энергия фрагментов-спектаторов, регистрируемая в адронных калориметрах, может использоваться в качестве оценки центральности. Класс центральности, соответствующий определенному диапазону энергий $E_1 - E_2$, определяется следующей формулой:

$$C_E = \frac{1}{\sigma_{\text{inel}}^{AA}} \int_{E_1}^{E_2} \frac{d\sigma}{dE} dE, \quad (1)$$

где $\sigma_{\text{inel}}^{AA}$ — сечение неупругого ядро-ядерного столкновения, а $d\sigma/dE$ — дифференциальное сечение столкновения ядер. Для сравнения полной энергии спектаторов, регистрируемых в адронном калориметре, с геометрическими параметрами столкновений необходим метод определения центральности. Новый подход к определению центральности, основанный на выборке фрагментов-спектаторов методом Монте-Карло, был представлен в нашей более ранней работе [3]. Метод базируется на результатах модели Монте-Карло Глаубера (МС Глаубера) [4, 5], которая предоставляет информацию о геометрических свойствах столкновений: прицельном параметре b и числе спектаторов N_{spec} . Для установления связи исходных параметров геометрии (b и N_{spec}) с энергией спектаторов, регистрируемых в адронном калориметре, была сгенерирована большая выборка модели фрагментации (например, DCM-QGSM-SMM [6, 7]). Смоделированные события были пропущены через всю цепочку реалистичных симуляций адронного калориметра на базе платформы Geant4 и реалистичных алгоритмов реконструкции. Эта выборка используется для оценки этапов процедуры определения центральности, описанной ниже.

На основе количества спектаторов (N_{spec}), известного из модели МС Глаубера, определяется полная энергия спектаторов [3]. С использованием свободных параметров μ и k энергия спектаторов определяется в соответствии с распределением Гаусса $G(\mu, k)$ [9, 10]. Суммарная энергия E_{tot} пропорциональна энергии всех обнаруженных спектаторов:

$E_{\text{tot}} = E_0 + \sum_{i=1}^{N_{\text{spec}}} E_{\text{spec}}^i$, где N_{spec} — число нуклонов-спектаторов из модели МС Глаубера, а параметр E_0 описывает смещение при низких энергиях из-за вклада рожденных частиц (участников) в области прямых быстрот [3]. Полученное распределение полной энергии E_{tot} затем можно подогнать к экспериментально измеренному E_{exp} . Процедура минимизации применяется для поиска оптимального набора параметров (μ, k, E_0) , который приводит к наименьшему значению χ^2 . Классы центральности определяются проекциями на E_{exp} , а соответствующие значения параметров $(b, N_{\text{spec}}, \dots)$ для каждого класса — с помощью модели МС Глаубера. Валидность метода проверена с использованием

опубликованных данных эксперимента NA61/SHINE с фиксированной мишенью (SPS, ЦЕРН) для столкновений Pb+Pb при импульсе пучка $p_{\text{beam}} = 13\text{A ГэВ}/c$ ($\sqrt{s_{NN}} = 5,12\text{ ГэВ}$) [8]. Детектор спектров налетающего ядра (PSD) эксперимента NA61/SHINE представляет собой передний адронный калориметр с поперечной и продольной сегментацией, собранный из модулей отбора проб/сцинтилляторов [11]. Область покрытия PSD позволяет регистрировать спектры налетающего ядра и рожденные частицы, испускаемые в области прямой скорости. На рис. 1 показано распределение полной энергии фрагментов-спектров E_{PSD} в калориметре PSD (светлые квадраты) для экспериментальных данных NA61/SHINE [8]. Результаты аппроксимации распределения энергии PSD с использованием выборки фрагментов-спектров методом Монте-Карло из распределения Гаусса показаны темными треугольниками [3]. Классы центральности 5%, определенные с помощью нормализации вы-

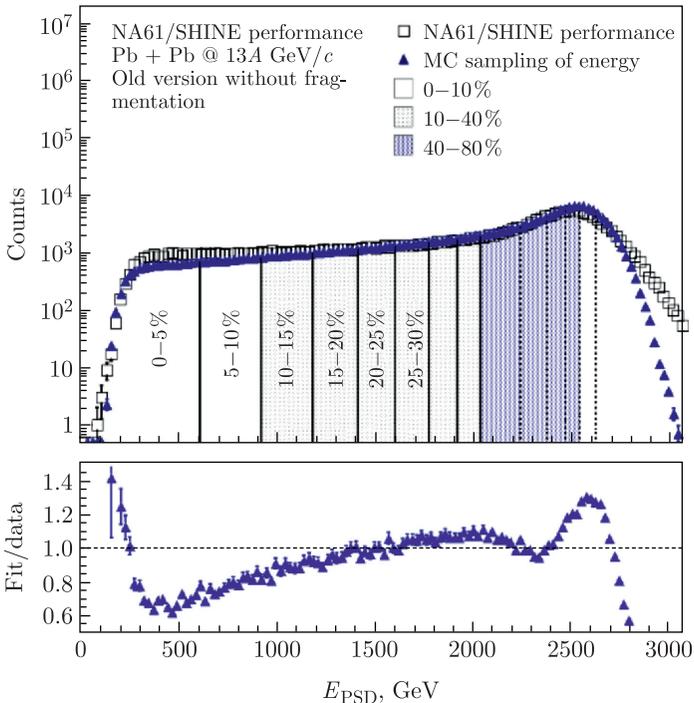


Рис. 1. Распределение полной энергии фрагментов-спектров E_{PSD} в калориметре PSD для столкновений Pb+Pb при импульсе пучка $p_{\text{beam}} = 13\text{A ГэВ}/c$ ($\sqrt{s_{NN}} = 5,12\text{ ГэВ}$). Опубликованные экспериментальные данные NA61/SHINE [8] показаны светлыми квадратами, а результаты аппроксимации распределения энергии PSD с использованием фрагментов-спектров по методу Монте-Карло [3] — темными треугольниками. Рисунок взят из [3]

борки Монте-Карло, обозначены черными сплошными вертикальными линиями. Распределение полной энергии спектаторов для наиболее центральных событий плохо отображено на рис. 1, поскольку разработанный алгоритм не учитывает фрагментацию спектаторной материи [3].

В данной работе обсуждается влияние процессов фрагментации на метод определения центральности, основанный на выборке фрагментов спектаторов методом Монте-Карло.

ФРАГМЕНТАЦИЯ СПЕКТАТОРНОЙ МАТЕРИИ С ПОМОЩЬЮ МОДЕЛИ DCM-QGSM-SMM

Для оценки влияния процессов фрагментации на метод определения центральности следует использовать теоретическую модель, включающую описание механизмов фрагментации. В настоящем исследовании для этой цели используется модель DCM-QGSM-SMM. Моделирование событий в DCM-QGSM-SMM осуществляется в несколько этапов. На первом этапе задается исходная геометрия: прицельный параметр и начальные положения нуклонов согласно распределению Вудса–Саксона. Затем запускается часть кода DCM (Dubna Cascade Model), основанная на решении методом Монте-Карло системы релятивистских кинетических уравнений Больцмана–Улинга–Уленбека. DCM — универсальная внутриядерная каскадная модель для описания лептонных, адронных и ядро-ядерных взаимодействий и рождения частиц в них. Чтобы сделать эту модель применимой при высоких энергиях, DCM связывается в каскад с моделью QGSM (модель кварк-глюонных струн). QGSM моделирует адронные столкновения при энергиях выше 5 ГэВ, используя описание бинарных столкновений в рамках полуклассического подхода независимых кварк-глюонных струн. После завершения стадии внутриядерного образования каскадных частиц образование ядерных фрагментов продолжается. Прежде всего, используется модель коалесценции, которая создает высокоэнергетические легкие фрагменты-спектаторы, такие как дейтроны, тритоны и ядра гелия. Процесс коалесценции происходит за счет взаимодействия нуклонов, рожденных на каскадной стадии. Легкие фрагменты тяжелее ${}^4\text{He}$ рассматриваются с использованием трех различных концепций: ферми-распада, слияния и статистической мультифрагментации (SMM). Ферми-распад распространяется на все фрагменты массой менее 13 дальтон. Некоторые легкие фрагменты могут объединяться с каскадными нуклонами путем коалесценции. После того, как все частицы каскада покинут область партисипантов, оставшиеся термализованные ядерные фрагменты пройдут стадию SMM. Согласно SMM такая термализованная система может позволить производить несколько фрагментов. Образующиеся на этом этапе легкие фрагменты также могут привести к ферми-распаду, если их масса меньше 13 дальтон. Другие нестабильные фрагменты могут распадаться в соответствии с моделями распада или испарения легких фрагментов [6, 7].

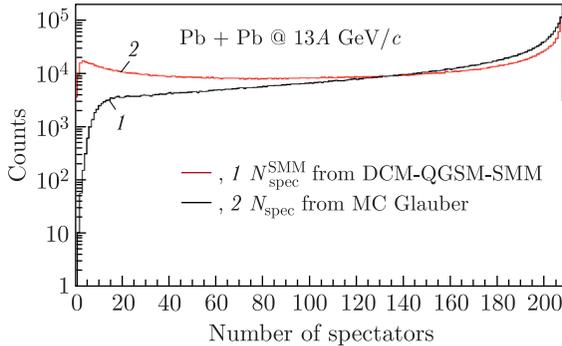


Рис. 2 (цветной в электронной версии). Распределение количества спектаторов, созданного с помощью модели МС Глаубера (черная линия, 1), в сравнении с распределением количества спектаторов в конечном состоянии, полученным с помощью модели DCM-QGSM-SMM (красная линия, 2)

В первой версии процедуры определения центральности, основанной на выборке фрагментов-спектаторов методом Монте-Карло [3], число N_{spec} , которое используется при вычислении полной энергии спектаторов, было взято из результата модели МС Глаубера. Общее количество нуклонов-спектаторов в конечном состоянии $N_{\text{spec}}^{\text{SMM}}$ может отличаться от N_{spec} из-за сложного процесса формирования фрагментов-спектаторов, описанного выше. Для оценки разницы между этими двумя значениями создается гибридный набор моделей МС Глаубера и DCM-QGSM-SMM. В этом гибриде начальное состояние столкновений тяжелых ионов определяется моделью DCM-QGSM-SMM. Далее к идентичным событиям применяются модели МС Глаубера и DCM-QGSM-SMM. Таким образом, все события содержат информацию о начальных параметрах геометрии (например, N_{spec}), рассчитанных с использованием модели МС Глаубера, и параметрах конечного состояния (например, $N_{\text{spec}}^{\text{SMM}}$), смоделированных с использованием модели DCM-QGSM-SMM. Для сравнения N_{spec} и $N_{\text{spec}}^{\text{SMM}}$ для столкновений Pb + Pb при $p_{\text{beam}} = 13.8 \text{ АэВ/с}$ приведены на рис. 2. Видно, что наибольшее различие между этими двумя распределениями проявляется в центральных событиях. Поэтому в новой версии метода определения центральности $N_{\text{spec}}^{\text{SMM}}$ используется для оценки полной энергии спектаторов.

РЕЗУЛЬТАТЫ ОБНОВЛЕННОЙ ПРОЦЕДУРЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЦЕНТРАЛЬНОСТИ

На рис. 3 показана корреляция между N_{spec} и $N_{\text{spec}}^{\text{SMM}}$. Черными линиями представлены средние значения и ширина распределений $N_{\text{spec}}^{\text{SMM}}$ для каждого среза N_{spec} , красными линиями — результат аппроксима-

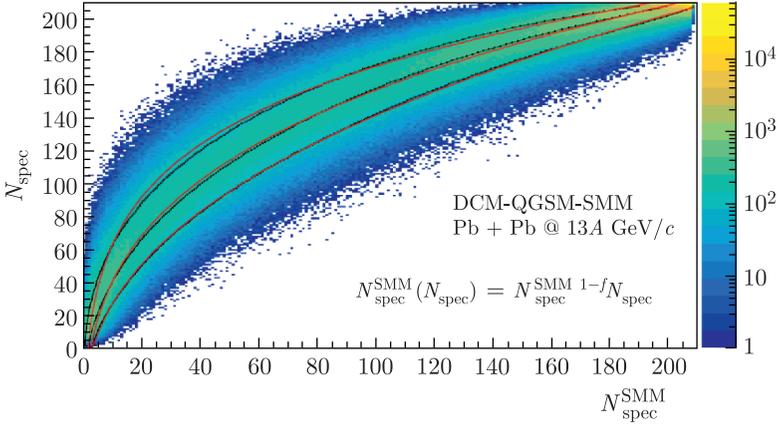


Рис. 3 (цветной в электронной версии). Корреляция между N_{spec} , созданным с помощью модели МС Глаубера, и количеством спектров $N_{\text{spec}}^{\text{SMM}}$, созданным с помощью модели DCM-QGSM-SMM. Черные линии — средние значения и ширины распределений $N_{\text{spec}}^{\text{SMM}}$ для каждого среза N_{spec} ; красные линии — подгонка соответствующих черных линий

ции степенной функцией $N_{\text{spec}}^{\text{SMM}}(N_{\text{spec}}) \sim N_{\text{spec}}^f$. Наконец, предлагается использовать следующую формулу для расчета $N_{\text{spec}}^{\text{SMM}}$:

$$N_{\text{spec}}^{\text{SMM}}(N_{\text{spec}}) = A^{1-f} N_{\text{spec}}^f, \quad (2)$$

где A — масса сталкивающихся ядер, а f — свободный параметр, который необходимо определить путем подгонки экспериментального распределения энергии спектров. Таким образом, дополнительный шаг вычисления $N_{\text{spec}}^{\text{SMM}}$ на основе N_{spec} , известного из модели МС Глаубера, описан в работе [3].

Валидность обновленной процедуры определения центральности в столкновениях Pb+Pb при импульсе пучка $p_{\text{beam}} = 13A$ ГэВ/с проверена с использованием тех же данных, записанных с помощью детектора PSD в эксперименте NA61/SHINE [3, 8]. Результат подгонки распределения энергии PSD показан на рис.4. Итоговые параметры подгонки: $\chi^2/\text{NDF} = 8,06$, $\mu = 11,84$, $k = 8,15$, $f = 0,22$, диапазон подгонки: $E_{\text{PSD}}^{\text{min}} = 200$, $E_{\text{PSD}}^{\text{max}} = 3000$. Новая версия процедуры лучше воспроизводит излом наиболее центральных событий (см. рис.4). Однако дисбаланс между количеством периферических и центральных событий все еще существует, что видно по соотношению на рис.4 (внизу). Введение более реалистичной добавки рожденных частиц, генерируемой на последнем этапе розыгрыша энергии спектров методом Монте-Карло, должно исправить этот дисбаланс.

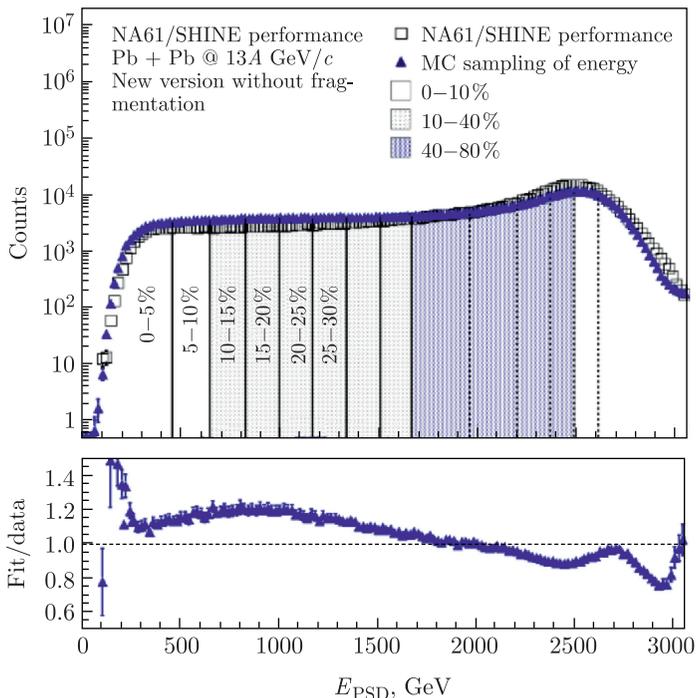


Рис. 4. Результаты аппроксимации распределения энергии PSD E_{PSD} с использованием обновленного метода выборки фрагментов-спектров методом Монте-Карло

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты модели DCM-QGSM-SMM используются для изучения эффектов включения процессов фрагментации в метод определения центральности, основанный на энергии спектров. С помощью этих исследований усовершенствован метод определения центральности в столкновениях тяжелых ионов, основанный на розыгрыше энергии фрагментов-спектров методом Монте-Карло. Валидность обновленной процедуры проверена на основе опубликованных данных эксперимента NA61/SHINE для столкновений Pb + Pb при импульсе пучка $p_{\text{beam}} = 13A \text{ ГэВ}/c$ ($\sqrt{s_{NN}} = 5,12 \text{ ГэВ}$).

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, проект «Фундаментальные и прикладные исследования на экспериментальном комплексе класса мегасайенс NICA» № FSWU-2024-0024.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Adam J. et al. (ALICE Collab.)*. Centrality Dependence of the Charged-Particle Multiplicity Density at Midrapidity in Pb–Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV // *Phys. Rev. Lett.* 2016. V. 116, No. 22. P. 222302; arXiv:1512.06104.
2. *Aad G. et al. (ATLAS Collab.)*. Measurement of the Azimuthal Anisotropy for Charged Particle Production in $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV Lead–Lead Collisions with the ATLAS Detector // *Phys. Rev. C*. 2012. V. 86. P. 014907; arXiv: 1203.3087 [hep-ex].
3. *Segal I.* Centrality Determination in Heavy-Ion Collisions Based on Monte-Carlo Sampling of Spectator Fragments // *Particles*. 2023. V. 6, No. 2. P. 568–579.
4. *Miller M. L., Reyers 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.
5. *Klochkov V. et al. (CBM Collab.)*. Centrality Determination in Heavy-Ion Collisions with the CBM Experiment // *J. Phys. Conf. Ser.* 2017. V. 798, No. 1. P. 012059.
6. *Baznat M., Botvina A., Musulmanbekov G., Toneev V., Zhezher V.* Monte-Carlo Generator of Heavy Ion Collisions DCM-SMM // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2020. V. 17, No. 3. P. 303–324; arXiv:1912.09277.
7. *Botvina A. S. et al.* Multifragmentation of Spectators in Relativistic Heavy Ion Reactions // *Nucl. Phys. A*. 1995. V. 584. P. 737–756.
8. *Kashirin E. et al. (NA61/SHINE Collab.)*. Directed Flow Measurement in Pb + Pb Collisions at $P_{lab} = 13A$ GeV/c Collected with NA61/SHINE at SPS // *J. Phys. Conf. Ser.* 2020. V. 1690, No. 1. P. 012127.
9. *Ivashkin A. et al.* Hadron Calorimeter with MAPD Readout in the NA61/SHINE Experiment. arXiv:1205.4864 [physics.ins-det]. 2012.
10. Technical Design Report for the CBM Projectile Spectator Detector (PSD) / Ed. by F. Guber, I. Selyuzhenkov. Darmstadt: GSI, 2015. P. 75S; <https://repository.gsi.de/record/109059>.
11. *Golubeva M., Guber F., Ivashkin A., Izvestnyy A. et al.* Hadron Calorimeter (PSD) with New Photo-Detectors (MPPC) in NA61 Experiment at CERN // *J. Phys. Conf. Ser.* 2017. V. 798, No. 1. P. 012073.