

# Влияние процессов фрагментации нуклонов-спектаторов на определение центральности в столкновениях тяжелых ионов

*И. Сегаль<sup>a,1</sup>, А. Тараненко<sup>a,b</sup>*

<sup>a</sup> Национальный Исследовательский Ядерный Университет МИФИ, Москва,  
Россия

<sup>b</sup> Лаборатория Физики Высоких Энергий имени Балдина и Векслера, ОИЯИ,  
Дубна, Россия

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

PACS: 44.25.+f; 44.90.+c

## Введение

Физические наблюдаемые, которые используются для изучения сильно взаимодействующей 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 параметры 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:

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

---

<sup>1</sup>E-mail: [ilya.segal.97@gmail.com](mailto:ilya.segal.97@gmail.com)

где  $\sigma_{inel}^{AA}$  — сечение неупругого ядро-ядерного столкновения, а  $d\sigma/dE$  — дифференциальное сечение столкновения ядер. Для сравнения полной энергии спектров, регистрируемых в адронном калориметре, с геометрическими параметрами столкновений необходим метод определения центральности. Новый подход к определению центральности на основе данных, основанный на выборке фрагментов спектров методом Монте-Карло, был представлен в нашей более ранней работе [3]. Метод основан на результатах модели Монте-Карло Глаубера (МС Глаубера) [4, 5], которая предоставляет информацию о геометрических свойствах столкновений: прицельном параметре  $b$  и числе спектров  $N_{spec}$ . Для установления связи исходных параметров геометрии ( $b$  и  $N_{spec}$ ) с энергией спектров, регистрируемых в адронном калориметре, была сгенерирована большая выборка модели фрагментации (например, DCM-QGSM-SMM [6, 7]). Модельные 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.

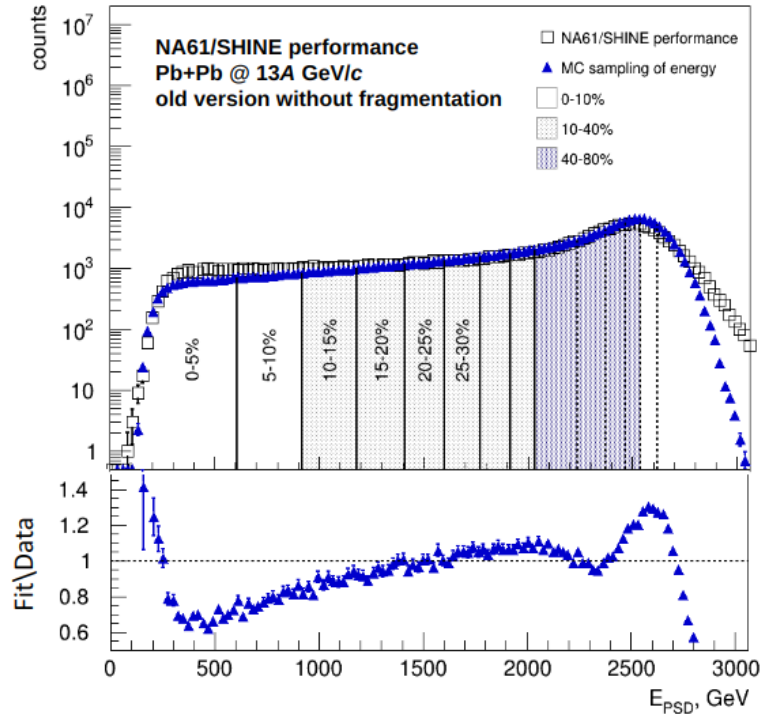


Рис. 1. Распределение полной энергии фрагментов-спектров  $E_{PSD}$  в калориметре PSD для столкновений Pb+Pb при импульсе пучка  $p_{beam} = 13A$  ГэВ/с ( $\sqrt{s_{NN}} = 5,12$  ГэВ). Опубликованные экспериментальные данные NA61/SHINE [8] показаны открытыми прямоугольниками, а результаты аппроксимации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

На основе количества спектаторов ( $N_{spec}$ ), известного из модели МС Глаубера, определяется полная энергия спектаторов [3]. Используя свободные параметры  $\mu$  и  $k$ , энергия спектаторов определяется в соответствии с распределением Гаусса  $G(\mu, k)$  [9, 10]. Суммарная энергия  $E_{tot}$  пропорциональна энергии всех обнаруженных спектаторов:  $E_{tot} = E_0 + \sum_{i=1}^{N_{spec}} E_{spec}^i$ , 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 ( $\mu, k, E_0$ ), который приводит к наименьшему значению  $\chi^2$ . Классы центральности определяются проекциями на  $E_{exp}$ , а соответствующие значения параметров ( $b, N_{spec}, \dots$ ) для каждого класса определяются из модели МС Глаубера. Валидность метода проверена с использованием опубликованных данных эксперимента NA61/SHINE с фиксированной мишенью (SPS, CERN) для столкновений Pb+Pb при импульсе пучка  $p_{beam} = 13$  А ГэВ/с ( $\sqrt{s_{NN}} = 5,12$  ГэВ) [8]. Детектор спектаторов налетающего ядра (PSD) эксперимента NA61/SHINE представляет собой передний адронный калориметр с поперечной и продольной сегментацией, собранными из модулей отбора проб/сцинтилляторов [11]. Область покрытия PSD позволяет нам регистрировать спектаторы налетающего ядра и рожденные частицы, испускаемые в области прямой скорости. На рисунке 1 показано распределение полной энергии фрагментов-спектаторов  $E_{PSD}$  в калориметре PSD (открытые прямоугольники) для экспериментальных данных NA61/SHINE [8]. Результаты аппроксимации распределения энергии PSD с использованием выборки фрагментов спектаторов методом Монте-Карло из распределения Гаусса показаны закрытыми треугольниками [3]. Классы центральности 5%, определенные с помощью нормализации выборки Монте-Карло, обозначены черными сплошными вертикальными линиями. Распределение полной энергии спектаторов для наиболее центральных событий плохо описано на Рис 1, поскольку разработанный алгоритм не учитывает фрагментацию спектаторной материи [3].

В этой работе обсуждается влияние включения процессов фрагментации в 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 следует использовать теоретическую модель, включающую описание механизмов фрагментации. В настоящем исследовании для этой цели используется модель DCM-QGSM-SMM. Эта модель состоит из нескольких шагов. 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 ядерно-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, описывая бинарные столкновения 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 спектаторов, 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 (СММ). Ферми-распад распространяется на все фрагменты с массой менее 13 дальтон. Некоторые легкие фрагменты могут объединяться с каскадными нуклонами путем коалесценции. После того как все частицы каскада покинут область партисипант, оставшиеся термализованные ядерные фрагменты проходят стадию SMM (статистической мультифрагментации). По мнению 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. Другие нестабильные фрагменты также могут распадаться в соответствии с моделями распада или испарения легких фрагментов [6, 7].

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 MC Глаубера. Общее количество нуклонов-спектаторов в конечном состоянии  $N_{spec}^{SMM}$  может отличаться от  $N_{spec}$  из-за сложного процесса формирования фрагментов-спектаторов, описанного выше. Для оценки разницы между этими двумя значениями создается гибрид моделей MC Глаубера и DCM-QGSM-SMM. В этом гибриде начальное состояние столкновений тяжелых ионов определяется в модели DCM-QGSM-SMM. Далее к идентичным событиям применяются модели MC Глаубера и DCM-QGSM-SMM. Таким образом, все события содержат информацию о начальных параметрах геометрии (например,  $N_{spec}$ ), рассчитанных с использованием модели MC Глаубера, и параметрах конечного состояния (например,  $N_{spec}^{SMM}$ ), смоделированных с использованием модели DCM-QGSM-SMM. Сравнение  $N_{spec}$  и  $N_{spec}^{SMM}$  для столкновений Pb-Pb при  $p_{beam} = 13 \text{ AGeV}/c$  показано на Рис. 2. Видно, что

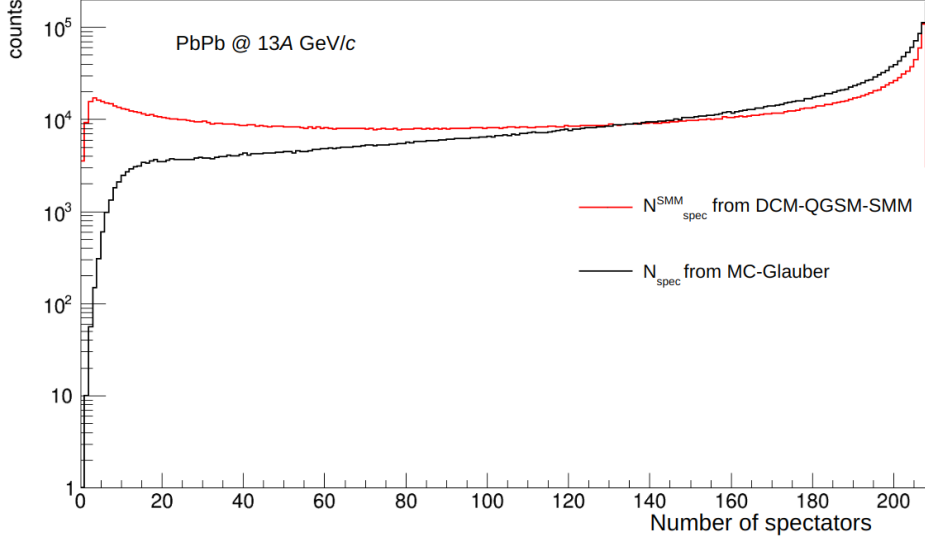


Рис. 2. Сравнение распределения количества зрителей, созданного с помощью модели МС Глаубера (черная линия), и распределения количества зрителей в конечном состоянии, полученного с помощью модели DCM-QGSM-SMM (красная линия).

основное различие между этими двумя распределениями проявляется в наиболее центральных событиях. Поэтому в новой версии метода определения центральности  $N_{spec}^{SMM}$  используется для оценки полной энергии зрителей.

#### Результаты обновленной процедуры определения центральности

На рисунке 3 показана корреляция между  $N_{spec}$  и  $N_{spec}^{SMM}$ . Черные линии показывают средние значения и ширину распределений  $N_{spec}^{SMM}$  для каждого среза  $N_{spec}$ . Красные линии показывают результат аппроксимации степенной функцией  $N_{spec}^{SMM}(N_{spec}) \sim N_{spec}^f$ . Наконец, предлагается использовать следующую формулу для расчета  $N_{spec}^{SMM}$ :

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

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

Валидность обновленной процедуры определения центральности в столкновениях Pb-Pb при импульсе пучка  $p_{beam} = 13 \text{ AGeV}/c$  проверена с использованием тех же данных, записанных с помощью детектора PSD эксперимента NA61/SHINE [3, 8]. Результат подгонки распределения энергии PSD показан на рис. 4. Итоговые параметры подгонки:

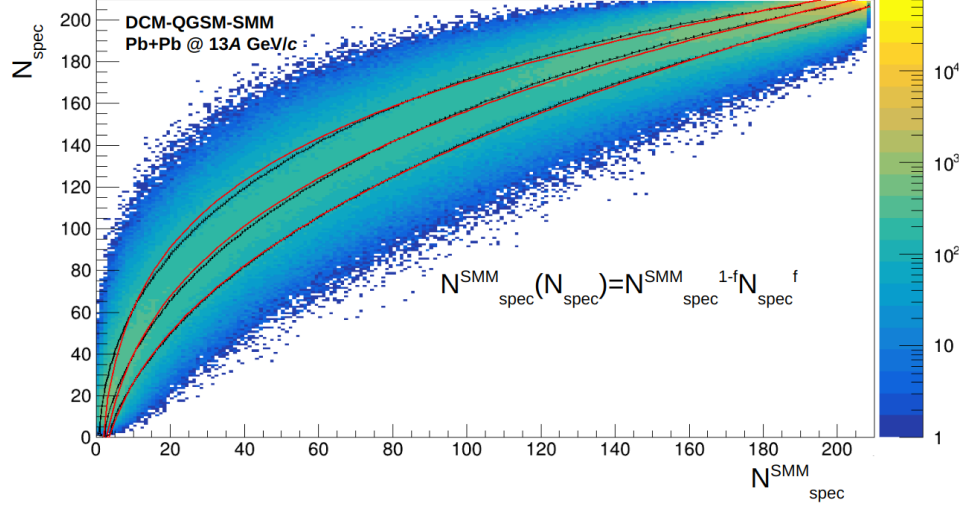


Рис. 3. Корреляция между  $N_{spec}$ , созданным с помощью модели МС Глаубера, и количеством спектаторов  $N_{spec}^{SMM}$ , созданным с помощью модели DCM-QGSM-SMM. Черные линии: средние значения и ширины распределений  $N_{spec}^{SMM}$  для каждого среза  $N_{spec}$ , красные линии: подгонка соответствующих черных линий.

$\chi^2/NDF = 8.06$ ,  $\mu = 11.84$ ,  $k = 8.15$ ,  $f = 0.22$ , диапазон подгонки:  $E_{PSD}^{min} = 200$ ,  $E_{PSD}^{max} = 3000$ . 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 внизу на рис. 4. Введение более реалистичной добавки рожденных частиц, генерируемой на последнем этапе розыгрыша энергии спектаторов методом Монте-Карло, должно исправить этот дисбаланс.

### Заключения

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

### Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке программы МИФИ «Приоритет 2030» и проекта Министерства науки и высшего образования

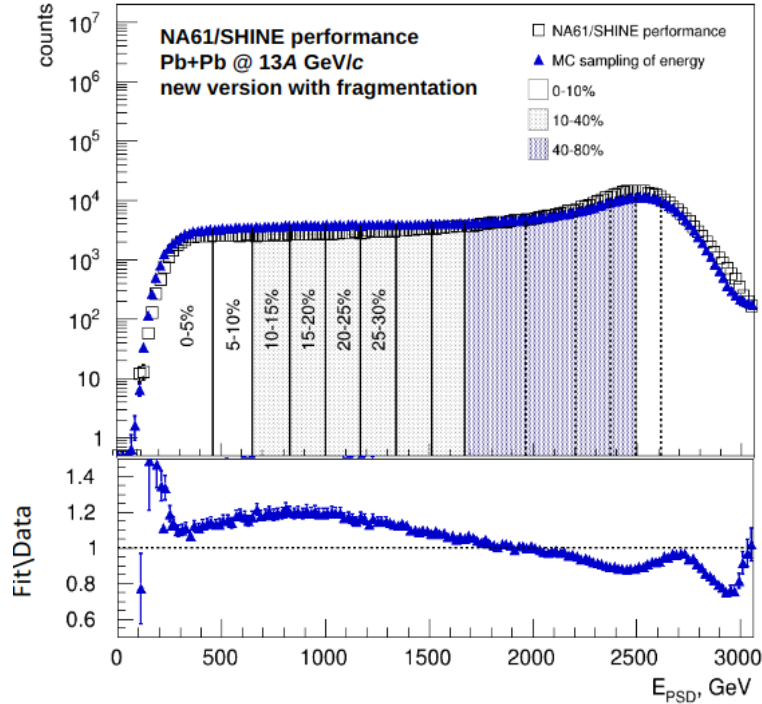


Рис. 4. Результаты аппроксимации распределения энергии PSD  $E_{PSD}$  с использованием обновленного метода выборки фрагментов спектаторов методом Монте-Карло.

РФ «Новые явления в физике элементарных частиц и ранней Вселенной»  
№ ФСВУ-2023-0073.

#### Список литературы

1. *Adam J. et al.* [ALICE Collaboration] 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 Collaboration] 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., 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.

5. *Klochkov V. et al.* [CBM Collaboration] 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., others.* Multifragmentation of spectators in relativistic heavy ion reactions // Nucl. Phys. A. 1995. V. 584. P. 737–756.
8. *Kashirin E. et al.* [NA61/Shine Collaboration] 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., others.* Hadron calorimeter with MAPD readout in the NA61/SHINE experiment. 2012. 5. arXiv:1205.4864 [physics.ins-det].
10. Technical Design Report for the CBM Projectile Spectator Detector (PSD) / Ed. by Fedor Guber, Ilya Selyuzhenkov. Darmstadt : GSI, 2015. P. 75 S. URL: <https://repository.gsi.de/record/109059>.
11. *Golubeva M., Guber F., Ivashkin A., Izvestnyy A., others.* Hadron calorimeter (PSD) with new photo-detectors (MPPC) in NA61 experiment at CERN // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 798, no. 1. P. 012073.