

## ИЗУЧЕНИЕ ЯДЕРНОЙ ФРАГМЕНТАЦИИ НА КОЛЛАЙДЕРАХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

А. О. Светличный<sup>1,2,\*</sup>, Р. С. Непейвода<sup>1,2</sup>,  
И. А. Пшеничнов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Московский физико-технический институт  
(национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

<sup>2</sup> Институт ядерных исследований РАН, Москва

С помощью модели Abrasion–Ablation Monte Carlo for Colliders (AAMCC) изучена фрагментация ядер  $^{208}\text{Pb}$  на коллайдере LHC. Исследованы разнообразные характеристики фрагментации, такие как зависимость максимального заряда фрагмента в событии и средних множественностей фрагментов от суммарного заряда фрагментов  $Z_{\text{bound}}$ , коррелирующего с центральностью события. Путем сравнения результатов моделирования столкновений  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  на SPS ЦЕРН ( $\sqrt{s_{NN}} = 17,2$  ГэВ) и на LHC ( $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ) исследована эволюция этих зависимостей с ростом начальной энергии столкновений. Обсуждается возможность оценки зависимости  $Z_{\text{bound}}$  от центральности посредством измерения выходов свободных спектаторных нейтронов и протонов и определения центральности событий по количеству рожденных в  $NN$ -столкновениях частиц. Вычислены характеристики спектаторной материи, доступные для изучения в коллайдерных экспериментах по ядро-ядерным столкновениям: количество нейтронов и  $n/p$ -отношение, а также их корреляция с количеством нуклон-нуклонных столкновений в событии.

Fragmentation of  $^{208}\text{Pb}$  nuclei at the LHC collider is studied using the Abrasion–Ablation Monte Carlo for Colliders (AAMCC) model. Various characteristics of fragmentation are investigated, such as the dependence of the maximum charge of a fragment in the event and the average multiplicity of fragments on the total charge of fragments  $Z_{\text{bound}}$ , which correlates with the event centrality. By comparing the simulation results for  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  collisions at the CERN SPS,  $\sqrt{s_{NN}} = 17.2$  GeV, with those at the LHC,  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV, the evolution of these dependencies with the rise of the initial collision energy is studied. The possibility of estimating the centrality dependence of  $Z_{\text{bound}}$  by measuring the yields of free spectator neutrons and protons and measuring the centrality of events through the number of particles produced in  $NN$ -collisions is discussed. The characteristics of spectator matter that are available for study in collider experiments on nucleus–nucleus collisions are calculated: the number of neutrons and the  $n/p$ -ratio, as well as their correlation with the number of nucleon–nucleon collisions in the event.

PACS: 24.10.Pa; 25.75.–q

---

\* E-mail: aleksandr.svetlichnyy@phystech.edu

## ВВЕДЕНИЕ

В экспериментах по изучению столкновений ядер высоких энергий на коллайдерах RHIC и LHC основное внимание уделяется свойствам горячей и плотной материи, образующейся в зоне перекрытия сталкивающихся ядер [1]. При этом ядерная материя вне перекрытия ядер остается относительно холодной и формирует спектаторную материю, которая в дальнейшем может претерпевать распад — ядерную фрагментацию. Явление фрагментации ядер различных энергий в результате их столкновений с фиксированными мишенями из легких, средних и тяжелых ядер изучалось в целом ряде экспериментов (см. в качестве обзора экспериментальных данных работу [2]). В качестве примеров можно назвать результаты по фрагментации ядер золота  $^{197}\text{Au}$ , полученные в коллаборации ALADIN [3] при энергии 600А МэВ и в коллаборации EMU-01/12 [4] при энергии 10,7А ГэВ. Фрагментация ядер  $^{208}\text{Pb}$  изучалась при энергии 158А ГэВ, в частности, в коллаборации KLM [5] и в работах [6–8]. В эксперименте NA49 [9] определялись соотношения между объемами связанной спектаторной материи и количеством свободных спектаторных нуклонов, а также  $n/p$ -отношение — соотношение между нейтронами и протонами в зависимости от величины прицельного параметра  $b$  в столкновении.

В вышеперечисленных работах как измерялись инклюзивные сечения образования фрагментов ядра-снаряда с определенным зарядом  $Z$ , сечения изменения заряда  $\sigma(Z)$  в результате эмиссии спектаторами нескольких протонов [7, 8] в адронных и электромагнитных взаимодействиях ядер, так и определялись более сложные характеристики и их корреляции. Например, к последним относятся величины, характеризующие взрывной распад спектаторов на три и более фрагмента промежуточной массы  $3 \leq Z \leq 30$  — мультифрагментацию [3–5]. В частности, измерялась средняя множественность таких фрагментов в событии  $\langle M_{\text{IMF}} \rangle$ . В событиях фрагментации ядер также измерялись: суммарный заряд всех ядерных фрагментов тяжелее ядра водорода  $Z_{\text{bound}}$ , аналогичный суммарный заряд  $Z_{bn} = \sum Z_i$ , но для фрагментов с зарядами  $Z_i \geq n$ ,  $Z_{\text{bound}} \equiv Z_{b2}$ . Определялись средний заряд фрагмента с максимальным зарядом  $\langle Z_{\text{max}} \rangle$  в данном событии, средние множественности фрагментов ядер водорода  $\langle N_{Z=1} \rangle$  и гелия  $\langle N_{Z=2} \rangle$ . Отмечалась универсальность характеристик фрагментации на различных ядрах-мишенях [3, 10] и при различных энергиях ядер-снарядов [4, 6]. Изучение столь детальных характеристик фрагментации ядер позволяет проверить предположение об образовании термализованной (находящейся в состоянии термодинамического равновесия) ядерной системы, которая претерпевает мультифрагментацию, сделать выводы об уравнении состояния ядерного вещества и о природе фазового перехода ядерная жидкость — нуклонный газ.

Возникает вопрос о том, можно ли экстраполировать полученные в вышеуказанных работах характеристики фрагментации спектаторной

материи на столкновения тех же ядер  $^{197}\text{Au}$  или  $^{208}\text{Pb}$ , но на коллайдерах RHIC и LHC при существенно больших начальных энергиях. Могут ли возросшая плотность энергии, достигаемая в области перекрытия ядер в их столкновениях на коллайдерах, или коллективные потоки ядерной материи, связанные с анизотропией файербола, каким-то образом повлиять на свойства спектаторов, известные благодаря изучению фрагментации спектаторов при существенно меньших начальных энергиях столкновений? Для ответа на эти вопросы необходимо иметь модель фрагментации ядер, которая бы адекватно описывала широкий набор уже имеющихся экспериментальных данных.

Возможности изучения спектаторной материи в современных экспериментах на коллайдерах существенно ограничены. Малые углы вылета спектаторных фрагментов не позволяют размещать вблизи пучка сложные детекторы, которые могут идентифицировать массы и заряды таких фрагментов. Поэтому в аксептанс передних калориметров (Zero Degree Calorimeters — ZDC) попадают исключительно нейтроны-спектаторы, как в экспериментах на RHIC [11]. Нейтроны-спектаторы и протоны-спектаторы в эксперименте ALICE на LHC удастся разделить магнитным полем коллайдера и направить, соответственно, в нейтронные и протонные ZDC [12]. В работе [13] был предложен детектор, который мог бы регистрировать ядерные фрагменты-спектаторы в столкновениях ядер на RHIC. При создании подобного детектора появится возможность определять центральность ядро-ядерных столкновений путем детектирования всего объема спектаторной материи, а не только нейтронов-спектаторов, и, кроме того, изучать ядерную фрагментацию при высоких энергиях. К сожалению, насколько это известно авторам, решение о создании детектора спектаторных фрагментов на RHIC еще не принято.

Следует отметить, что в эксперименте ALICE центральность каждого события столкновения ядер  $^{208}\text{Pb}$  можно оценить независимо от ZDC путем измерения множественности рожденных в нуклон-нуклонных взаимодействиях частиц детекторами, работающими в центральном диапазоне быстрот [14]. Используя ту или иную модель ядро-ядерных столкновений, далее можно определить наиболее вероятный диапазон центральности, соответствующий измеренной множественности рожденных частиц в событии, среднее количество нуклонов-участников (партиципантов)  $N_{NN}$  и среднее количество нуклонов-участников (партиципантов). Соответственно, зная количество нуклонов в начальных ядрах, можно с некоторой погрешностью оценить общее количество спектаторных нуклонов в событии. При одновременной регистрации свободных спектаторных нейтронов и протонов в событии появляется возможность оценить общий объем  $A_{\text{tot}}$  и общий заряд  $Z_{\text{tot}}$  невидимой детекторами части спектаторной материи, связанной в ядерных фрагментах. Разумеется, такая процедура извлечения  $Z_{\text{tot}}$  в событиях ядро-ядерных столкновений на LHC в зависимости от  $N_{NN}$  не свободна от неопределенностей и предположений

используемой теоретической модели, зависит от точности вычисления акцептанса и эффективности нейтронных и протонных ZDC. Однако она является единственным способом извлечения  $Z_{\text{tot}}$ , не требующим создания дополнительных детекторов ядерных фрагментов-спектаторов, подобных предложенному в работе [13].

Целью данной работы является вычисление характеристик фрагментации спектаторной материи в столкновениях ядер  $^{208}\text{Pb}$  на ЛНС и сравнение их с аналогичными величинами при меньших энергиях столкновений. Для этого использована модель Abrasion–Ablation Monte Carlo for Colliders (ААМСС) [15, 16], ранее созданная авторами. Модель ААМСС опирается на предположение о механизме образования вторичных спектаторных фрагментов в ядро-ядерных столкновениях abrasion–ablation. Основное отличие ААМСС от других моделей abrasion–ablation, использованных, например, в работах [8, 17, 18], состоит в возможности моделирования столкновений методом Монте-Карло пособытийно, с описанием спектаторной материи каждого из сталкивающихся ядер. В настоящей работе изучена эволюция характеристик фрагментации ядер при росте начальной энергии столкновений  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  от  $\sqrt{s_{NN}} = 17,2$  ГэВ (SPS) до  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ (ЛНС). Средние множественности ядерных фрагментов и фрагментов промежуточной массы,  $n/p$ -отношения для свободных спектаторных нуклонов вычислены в зависимости от количества нуклон-нуклонных столкновений в событии.

## 1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ МОДЕЛИ ААМСС

Посредством ААМСС моделирование образования спектаторной материи выполняется в две стадии. На первой стадии abrasion с помощью известной модели Glauber Monte Carlo (GlauberMC) версии 3.0 [19] в каждом из ядер определяется количество провазимодействовавших нуклонов-партисипантов  $a$  из их количества  $A$  в начальном ядре и, соответственно, общее количество нуклонов-спектаторов  $A_{\text{pf}} = A - a$ , образующих спектаторную материю — так называемый префрагмент. GlauberMC различает внутриядерные нейтроны и протоны, поэтому моделирование начинается с розыгрыша координат нуклонов в каждом из сталкивающихся ядер в соответствии с пространственными распределениями нейтронной и протонной плотности с учетом принципа запрета Паули. Далее случайно разыгрывается прицельный параметр столкновения и выполняется моделирование столкновений нуклонов. Движение нуклонов навстречу друг другу предполагается по параллельным и прямолинейным траекториям. Каждый нуклон может многократно взаимодействовать с нуклонами другого ядра. Благодаря отдельному учету спектаторных нейтронов и протонов GlauberMC позволяет вычислять не только массовое число  $A_{\text{pf}}$ , но и заряд префрагмента  $Z_{\text{pf}}$ .

Помимо определения массовых чисел спектаторных префрагментов, образующихся в каждом событии, необходимо вычислить их энергию

возбуждения  $E$ . В работе [18] отмечались недостатки метода вычисления  $E$  как избытка поверхностной энергии, связанной с отличием формы префрагмента от сферической. Подчеркивалось, что в таком случае предполагается малый пробег внутриядерных нуклонов в составе ядерной жидкости, характерный для взаимодействий ядер низких энергий, и взаимодействие (релаксацию) между ними. Вместо этого для столкновений ядер промежуточных и высоких энергий авторы [18] оценивали  $E$  как сумму энергий вакансий (дырок) относительно поверхности Ферми. Это обосновывалось тем, что благодаря малому времени взаимодействия сохраняются состояния остальных нуклонов, не затронутых столкновениями, которые формируют префрагмент. В средних и тяжелых ядрах энергия каждой вакансии может принимать значения от 0 до  $\sim 40$  МэВ. Микроскопический подход к вычислению энергий возбуждения префрагментов на основе дырочных возбуждений в сталкивающихся ядрах был принят и в других работах [8, 20]. Для вычисления необходимо знать функцию плотности уровней одночастичных состояний в потенциале данного начального ядра, которая может быть аппроксимирована линейной функцией энергии такого состояния [18] или же принята постоянной. При множественных вакансиях для вычисления энергии возбуждения префрагмента требуется выполнить свертку таких функций. Как было показано в работе [8], модель abrasion–ablation с постоянной плотностью  $g_0$  одночастичных состояний для вычисления  $E$  префрагмента после удаления  $a$  нуклонов по формуле Эриксона [21] для функции плотности распределения энергии возбуждения  $E$

$$\rho_a(E) = \frac{g_0^a}{a!(a-1)!} E^{a-1} \quad (1)$$

хорошо описывает [8] экспериментальные данные по сечениям изменения заряда ядер-снарядов  $^{197}\text{Au}$  с энергией 10,7А ГэВ и  $^{208}\text{Pb}$  с энергией 158А ГэВ на различных мишенях. Исходя из этого в настоящей работе в качестве одного из вариантов вычисления  $\rho_a(E)$  используется выражение (1).

Однако при большом количестве удаленных на стадии abrasion нуклонов становится сомнительным предположение о том, что малое количество оставшихся нуклонов  $A_{\text{pf}}$  сохраняет свои состояния в существенно измененном ядре-остатке. Кроме того, следуя (1) при большом количестве удаленных нуклонов, например  $a \sim 100$  из  $^{208}\text{Pb}$ , каждый из них добавляет вплоть до 40 МэВ к энергии возбуждения, и гигантские значения  $E/A_{\text{pf}} \sim 40$  МэВ в результате вступают в противоречия с предположением о префрагменте как о связанной системе. Поэтому в качестве альтернативы в настоящей работе средняя энергия возбуждения префрагмента после удаления  $a$  нуклонов вычислялась также с использованием феноменологической параметризации, предложенной

коллорацией ALADIN [3]. Такой вариант дает умеренные значения

$$\frac{\langle E \rangle}{A - a} = \varepsilon \left( \frac{a}{A} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где  $\varepsilon \approx 8$  МэВ. Действительно,  $\langle E/(A - a) \rangle$  при больших значениях  $a$  выходит на уровень 8 МэВ, типичной энергии связи в ядерной модели жидкой капли, поэтому не противоречит предположению о связанности префрагмента.

Для моделирования распада префрагментов в зависимости от их массы и энергии используются три модели. При  $E/A_{\text{pf}} < 3$  МэВ применяется испарительная модель Вайскопфа–Ивинга из библиотеки Geant4 версии 10.4. При  $E/A_{\text{pf}} \geq 3$  МэВ для легких ядер ( $Z < 9$ ,  $A < 19$ ) используется модель Fermi break-up из библиотеки Geant4 [22] версии 9.2. Для того же диапазона больших энергий возбуждения для остальных ядер применяется статистическая модель мультифрагментации SMM [23] из библиотеки Geant4 версии 10.4. Другое различие между Fermi break-up и SMM состоит в том, что образующиеся в результате ферми-развала фрагменты предполагаются в основном состоянии или в низколежащих возбужденных состояниях — на отдельных низколежащих уровнях, с которых излучаются только гамма-кванты. В противоположность этому фрагменты, образующиеся в модели SMM, могут иметь заметную энергию возбуждения и испарять нуклоны и легкие ядра.

## 2. СРАВНЕНИЕ МОДЕЛИ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

На рис. 1 представлены вычисленные с помощью модели ААМСС величины, характеризующие фрагментацию  $^{197}\text{Au}$ . Эти величины включают: средний максимальный заряд фрагмента  $\langle Z_{\text{max}} \rangle$ , среднюю множественность фрагментов промежуточной массы  $\langle M_{\text{IMF}} \rangle$  с  $3 \leq Z \leq 30$ , средние множественности фрагментов ядер водорода  $\langle N_{Z=1} \rangle$  и гелия  $\langle N_{Z=2} \rangle$ . Значения даны в среднем на событие в зависимости от  $Z_{\text{bound}}$ , определенного как суммарный заряд, заключенный во фрагментах с  $Z \geq 2$ , т. е. кроме ядра водорода, либо в зависимости от  $Z_{b3}$ , определенного аналогичным образом, но для фрагментов с  $Z \geq 3$ . Как известно [3],  $Z_{\text{bound}}$  и  $Z_{b3}$  монотонно возрастают с ростом прицельного параметра столкновения  $b$ . Поэтому в зависимости, представленные на рис. 1, также демонстрируют зависимость средних чисел от центральности события. На этом же рисунке приведены экспериментальные данные [3, 4]. Расчеты были произведены по двум вариантам вычисления энергии возбуждения префрагментов, представленным выражениями (1) и (2). Благодаря учету процессов испарения и мультифрагментации модель ААМСС хорошо описывает зависимости  $\langle Z_{\text{max}} \rangle$  от  $Z_{b3}$  и  $\langle M_{\text{IMF}} \rangle$  от  $Z_{\text{bound}}$ , определенные для фрагментации ядер  $^{197}\text{Au}$  с энергией 10,7А ГэВ в ядерной фотоэмульсии, если в вычислениях используется феноменоло-

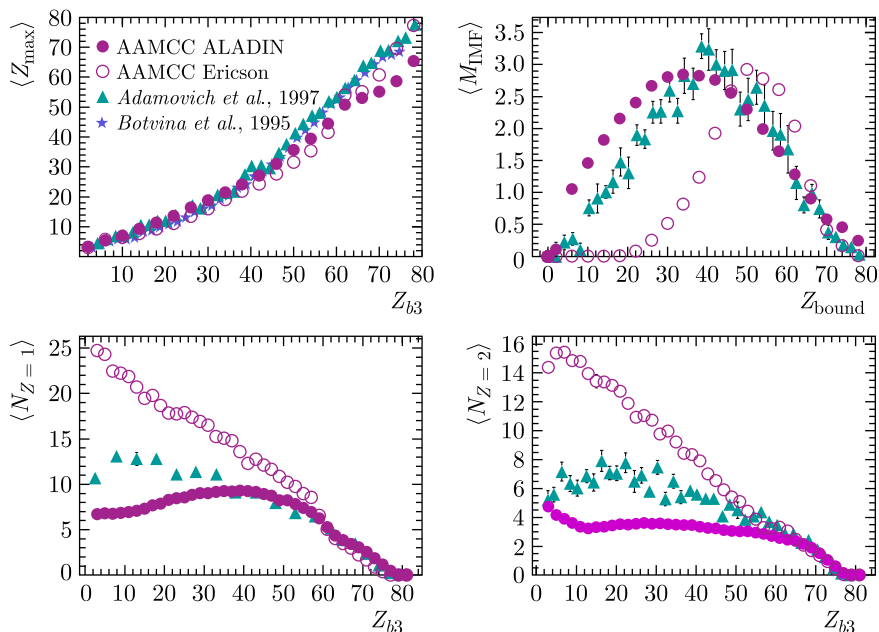


Рис. 1. Вычисленные с помощью модели ААМСС величины: кружки — средний максимальный заряд фрагмента  $\langle Z_{\max} \rangle$ , средняя множественность фрагментов промежуточной массы  $\langle M_{\text{IMF}} \rangle$  с  $3 \leq Z \leq 30$ , средние множественности фрагментов ядер водорода  $\langle N_{Z=1} \rangle$  и гелия  $\langle N_{Z=2} \rangle$ , образующиеся в результате фрагментации  $^{197}\text{Au}$ , вычисленные с помощью модели ААМСС в зависимости от  $Z_{b3}$  или  $Z_{\text{bound}}$  (подробности см. в тексте); светлые кружки — расчет с формулой Эриксона; темные кружки — с параметризацией ALADIN. Треугольники — данные [4], полученные в фотоэмульсии NIKFI BR-2 (AgBrC) при энергии 10,7А ГэВ; звездочки — с помощью детектора ALADIN [3] при 600А МэВ на мишени из меди

гическая параметризация ALADIN, связывающая энергию возбуждения префрагмента  $E$  и его массу  $A_{\text{pf}}$ . Однако модель с такой параметризацией занижает  $\langle N_{Z=1} \rangle$  и  $\langle N_{Z=2} \rangle$  в центральных и полуцентральных событиях, для правильного описания которых оказывается недостаточно значений  $E$ . При этом использование формулы Эриксона не позволяет правильно описать зависимость  $\langle M_{\text{IMF}} \rangle$  от  $Z_{\text{bound}}$  по причине переоценки энергии возбуждения префрагментов  $E$  в центральных и полуцентральных событиях. В этих же событиях существенно завышаются выходы ядер водорода  $\langle N_{Z=1} \rangle$  и гелия  $\langle N_{Z=2} \rangle$ . В целом, можно рекомендовать использовать параметризацию ALADIN, поскольку она качественно правильно описывает характеристики фрагментации  $^{197}\text{Au}$  и ее результаты оказываются ближе к измеренным [3, 4] значениям.

### 3. ИЗМЕНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ФРАГМЕНТАЦИИ СПЕКТАТОРОВ С РОСТОМ ЭНЕРГИИ СТОЛКНОВЕНИЙ

В работе [6] отмечалась слабая зависимость характеристик фрагментации ядер  $^{197}\text{Au}$  и  $^{208}\text{Pb}$  от начальной энергии в широком диапазоне — от 1 до 158А ГэВ. Для изучения изменений характеристик фрагментации при росте энергии столкновений до энергий ЛHC были вычислены зависимости, аналогичные рассмотренным в разд. 2, но с использованием параметризации ALADIN. Зависимости для столкновений  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  на SPS и ЛHC сопоставлены приведенным на рис. 2. Как можно видеть, формы зависимостей  $\langle Z_{\text{max}} \rangle$  от  $Z_{b3}$  и  $\langle M_{\text{IMF}} \rangle$  от  $Z_{\text{bound}}$  на рис. 2 аналогичны представленным на рис. 1. Однако средние множественности водорода  $\langle N_{Z=1} \rangle$  и гелия  $\langle N_{Z=2} \rangle$  в столкновениях  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  (см. рис. 2) падают с ростом центральности. Это происходит потому, что ядра  $^{208}\text{Pb}$  фрагментируют на равных им мишенях, в противоположность фрагментации  $^{197}\text{Au}$  в ядерной фотоземлюсии (см. рис. 1, где даже в центральных столкновениях заметная часть нуклонов  $^{197}\text{Au}$  остается спектаторами). Как видно из рис. 2, вычисленные зависимости для столкновений  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  на SPS и ЛHC совпадают, за исключением наиболее центральных собы-

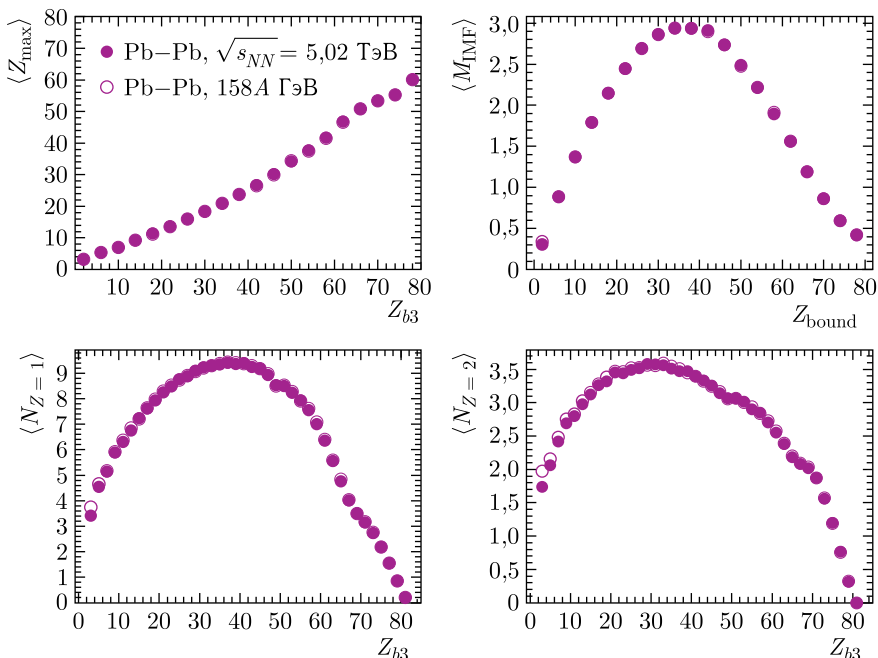


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для столкновений  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  на SPS (энергия пучка — 158А ГэВ, светлые кружки) и ЛHC ( $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ, темные кружки). Использована параметризация ALADIN



тий. В них заметно небольшое увеличение средних чисел фрагментов с  $Z = 1$  и  $2$  с ростом энергии столкновений, который объясняется увеличением сечения  $NN$ -взаимодействий и количества нуклонов-партиципантов. По этой причине количество нуклонов в спектаторной материи падает, и это уменьшение наиболее заметно в центральных столкновениях, где нуклоны преодолевают наибольшую толщину встречного ядра.

#### 4. ОБРАЗОВАНИЕ ЯДЕРНЫХ ФРАГМЕНТОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ЯДЕР $^{208}\text{Pb}$ НА ЛНС

С помощью модели ААМСС можно соотнести различные характеристики фрагментации ядер  $^{208}\text{Pb}$  на ЛНС с количеством нуклон-нуклонных столкновений  $N_{NN}$  в событии.  $N_{NN}$  может быть оценено исходя из экспериментальных данных по множественности рожденных в  $NN$ -столкновениях частиц и сопоставлено с центральностью события [14]. На рис. 3 изображены вычисленные с помощью ААМСС упоминавшиеся выше  $Z_{\text{bound}}$  и  $Z_{b3}$  как функции  $N_{NN}$ . Дополнительно были вычислены  $Z_{b1}$  — суммарный заряд всех заряженных фрагментов, за исключением протонов, и  $Z_{b7}$  — сумма по фрагментам с  $Z \geq 7$ . Из рис. 3 можно видеть, что все величины при заданном значении  $N_{NN}$  имеют заметный разброс, но в целом падают с увеличением  $N_{NN}$ . Это снижение объясняется уменьшением полного объема спектаторной материи и ростом энергии возбуждения префрагмента с увеличением  $N_{NN}$

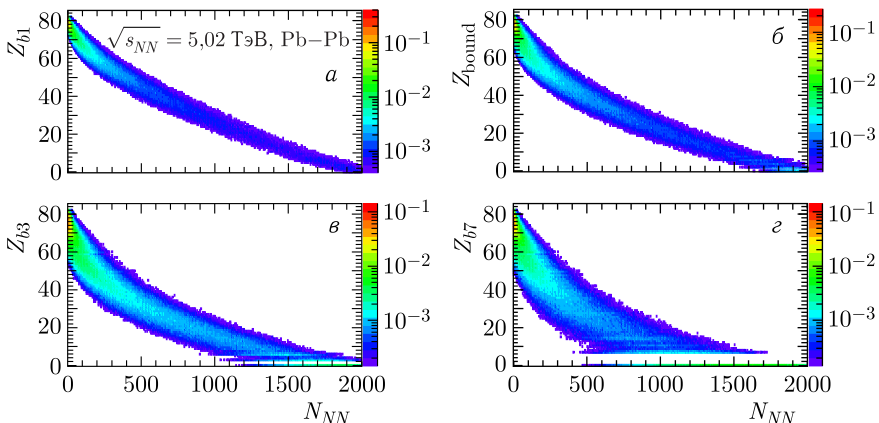


Рис. 3 (цветной в электронной версии). Суммарный связанный в фрагментах-спектаторах заряд в зависимости от количества нуклон-нуклонных столкновений  $N_{NN}$ , вычисленный с помощью ААМСС для столкновений  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ. Суммарный заряд  $Z_{b1} = Z_{\text{tot}}$  вычисляется по всем заряженным фрагментам, исключая протоны (а),  $Z_{b2} = Z_{\text{bound}}$  — по фрагментам с  $Z \geq 2$  (б),  $Z_{b3}$  — по фрагментам с  $Z \geq 3$  (в),  $Z_{b3}$  — по фрагментам с  $Z \geq 7$  (г). Цветовая шкала обозначает сечение в барнах

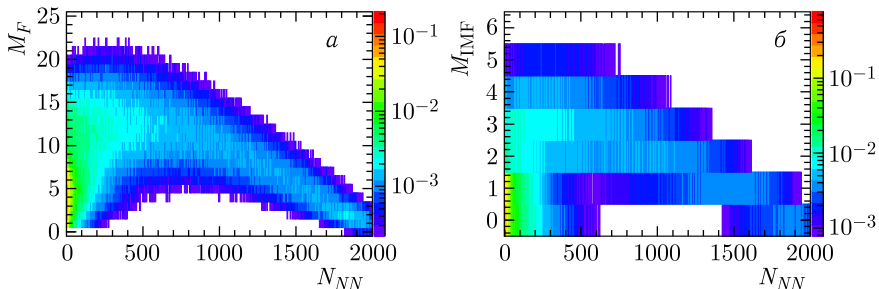


Рис. 4 (цветной в электронной версии). Множественность образования ядерных фрагментов (а) и фрагментов промежуточной массы (б) как функции  $N_{NN}$ , вычисленные с помощью ААМСС для столкновений  $^{208}\text{Pb}$ - $^{208}\text{Pb}$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ. Цветовая шкала обозначает сечения в барнах

при переходе от периферических событий к центральным. Относительная ширина распределения  $Z_{bn}$  при заданном значении  $N_{NN}$  растет с увеличением  $n$ , поскольку меньшее количество фрагментов входит в  $Z_{bn}$ , что приводит к росту стохастичности распадов. В дополнение к исследованию зависимости  $Z_{bn}$  от  $N_{NN}$  были вычислены зависимости множественности всех фрагментов  $M_F$ , исключая свободные нейтроны и протоны, и зависимости множественности фрагментов промежуточной массы  $M_{IMF}$  ( $3 \leq Z \leq 30$ ) от  $N_{NN}$ . Результаты, показанные на рис. 4, были получены с помощью ААМСС с применением параметризации ALADIN. Зависимость  $M_F$  является немонотонной, максимальные значения достигаются при  $N_{NN} \sim 600$ . Дисперсия  $M_F$  весьма велика в периферических событиях. Рост  $M_F$  при переходе от периферических событий к полуцентральному, в которых наблюдается максимум этой множественности, связан с ростом энергии возбуждения с увеличением количества  $N_{NN}$  и, соответственно, нуклонов-партисипантов. При этом при энергии  $> 3$  МэВ/нуклон срабатывают оба механизма фрагментации — мультифрагментация и испарение, так как SMM моделирует мультифрагментные распады как на холодные, так и на относительно горячие фрагменты, которые впоследствии могут испарять ядра  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{H}$ ,  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$ , помимо доминирующего испарения нуклонов. Уменьшение  $M_F$  при переходе от полуцентральных событий к центральным происходит, несмотря на увеличение энергии возбуждения по причине уменьшения общего объема спектаторной материи. Количество открытых конфигураций распадов падает. Средняя множественность ядерных фрагментов в событии равна  $\langle M_F \rangle = 7,92$ . В работах [3, 4, 10] изучалась средняя множественность  $\langle M_{IMF} \rangle$  образования спектаторных фрагментов промежуточной массы в зависимости от  $Z_{bound}$  и, в конечном счете, от центральности события. Отмечался эффект увеличения  $\langle M_{IMF} \rangle$  при переходе от центральных событий к полуцентральному и обратное уменьшение при

переходе к периферическим событиям (rise and fall of multifragmentation). На рис. 4, б представлена вычисленная с помощью ААМСС множественность фрагментов промежуточной массы  $M_{\text{IMF}}$  как функция  $N_{NN}$ . Как можно видеть из этого рисунка, происходит рост  $M_{\text{IMF}}$  в диапазоне  $N_{NN}$  от единиц до  $\sim 500$ , а затем происходит уменьшение  $M_{\text{IMF}}$  по мере дальнейшего увеличения  $N_{NN}$ , что качественно согласуется с результатами работ [3, 4, 10]. Средняя множественность фрагментов промежуточной массы, образующихся в столкновениях ядер  $^{208}\text{Pb}$  на ЛНС, согласно ААМСС равна  $\langle M_{\text{IMF}} \rangle = 1,42$ . Объяснения эволюции  $M_F$  при переходе от периферических столкновений к центральным, которые были даны выше, справедливы и для  $M_{\text{IMF}}$ . В целом сопоставимы и их относительные дисперсии.

## 5. НУКЛОНЫ-СПЕКТАТОРЫ ОТ СТОЛКНОВЕНИЙ $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$ НА ЛНС

В выполняемом на ЛНС эксперименте ALICE с помощью ZDC возможно детектирование спектаторных нейтронов и протонов [12] по отдельности, что позволяет измерить множественности нейтронов и протонов в каждом событии и определить их  $n/p$ -отношение. Фактически это единственные характеристики спектаторной материи, доступные прямому измерению на ЛНС. В связи с этим они были вычислены с помощью ААМСС в зависимости от  $N_{NN}$  с использованием как формулы Эриксона, так и параметризации ALADIN при разных энергиях возбуждения префрагментов. Результаты представлены на рис. 5. Как можно видеть из этого рисунка, использование одной или другой параметризации дает существенно разные зависимости  $n/p$ -отношения и множественности нейтронов. При использовании формулы Эриксона  $n/p$ -отношение для свободных нуклонов в центральных и полужентральных столкновениях оказывается близким к  $N/Z = 1,54$  в ядре  $^{208}\text{Pb}$ , поскольку эта параметризация дает большую энергию возбуждения, приводящую к высвобождению всех нуклонов спектаторной материи. Однако в периферических столкновениях ( $N_{NN} < 200$ )  $n/p$ -отношение значительно растет. В таких столкновениях энергии возбуждения префрагментов оказываются умеренными ( $E/A_{\text{pf}} < 2$  МэВ), поскольку количество удаленных нуклонов из  $^{208}\text{Pb}$  остается небольшим, и доминирующим каналом является испарение нуклонов префрагментом. По причине высокого кулоновского барьера в тяжелом префрагменте испарение протонов подавлено, поэтому происходит в основном испарение нейтронов, которое приводит к значительному росту  $n/p$ -отношения. Следует отметить, что, хотя дисперсия  $n/p$ -отношения, вычисленного с помощью ААМСС с использованием параметризации ALADIN, заметно выше, чем с помощью формулы Эриксона (см. рис. 5), его средние значения оказываются ниже. Это связано с тем, что меньшие энергии возбуждения, приписываемые префрагменту параметризацией ALADIN, сохраняют заметную часть материи в виде

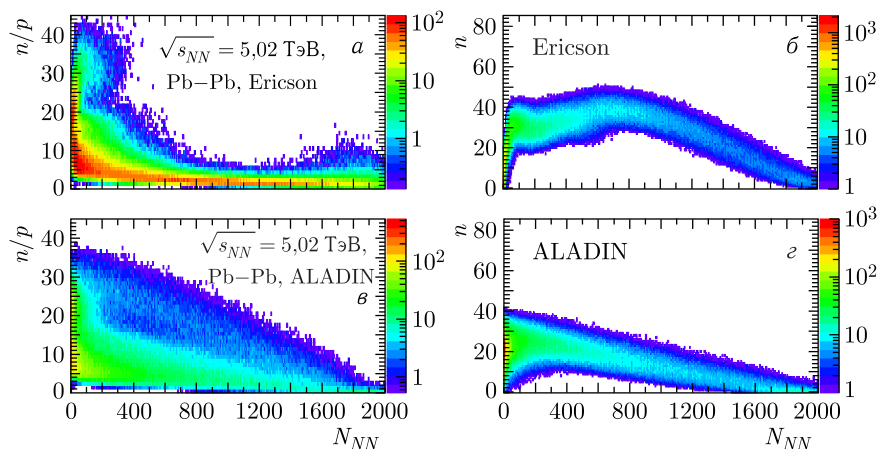


Рис. 5 (цветной в электронной версии).  $n/p$ -отношение для спекторных нуклонов (а, в) и множественность спекторных нейтронов (б, г), вычисленные с помощью ААМСС с использованием формулы Эриксона (а, б) и параметризации ALADIN (в, г) в зависимости от  $N_{NN}$ . Цветовая шкала обозначает величину сечения в миллибарнах

ядерных фрагментов промежуточной массы, которые затем могут испарять нуклоны. При меньшем кулоновском барьере в средних и легких ядрах, образующихся после мультифрагментации, не подавляется испарение протонов. Это дает характерную для легких и средних ядер умеренную величину  $n/p$ -отношения.

На рис.5 приведена также множественность нейтронов-спекторов в зависимости от  $N_{NN}$ . Согласно результатам ААМСС, полученным с помощью формулы Эриксона, множественность нейтронов значительна в периферических столкновениях благодаря их испарению из префрагментов по объясненным выше причинам. Она немного возрастает при переходе к полуженральным событиям. В центральных столкновениях средняя множественность нейтронов ниже, что объясняется меньшим объемом спекторной материи в таких событиях. Вычисления с использованием параметризации ALADIN показывают практически монотонное снижение множественности нейтронов при переходе от периферических событий к центральному. В целом, множественности нейтронов в двух вариантах расчета заметно различаются: максимальное количество нейтронов при расчете с формулой Эриксона достигает 50, а при расчете с параметризацией ALADIN не превышает 40.

Результаты измерений  $n/p$ -отношения и множественности нейтронов на ЛНС помогли бы выбрать наиболее адекватный метод вычисления энергии возбуждения спекторной материи (префрагмента). Следует отметить, что эти характеристики фрагментации спекторов исключительно чувствительны к методу вычисления  $E/A_{\text{pf}}$ , в противополож-

**Значения  $n/p$ -отношения для спектаторных нуклонов от столкновений  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  при энергии 158А ГэВ, вычисленные при различных вариантах энергии возбуждения, в сравнении с данными эксперимента NA49 [9]**

Данные	$b$ , фм				
	2,1 ± 0,9	3,7 ± 0,9	5,4 ± 0,9	6,9 ± 0,9	8,4 ± 0,9
NA49 [9]	1,3 ± 0,3	1,4 ± 0,3	1,7 ± 0,2	1,9 ± 0,3	1,9 ± 0,3
ААМСС, Ericson	1,9 ± 0,8	1,8 ± 0,6	1,9 ± 0,5	2,3 ± 0,7	3,3 ± 0,8
ААМСС, ALADIN	3,3 ± 3,2	6,0 ± 4,6	8,1 ± 6,1	9,4 ± 7,0	10,0 ± 7,3

ность более традиционным, например,  $\langle Z_{\max} \rangle$  и  $\langle M_{\text{IMF}} \rangle$ , так как при замене метода меняется сама форма зависимости  $n/p$ -отношения и множественности нейтронов от центральности. Пока можно только сравнить результаты моделирования ААМСС для  $n/p$ -отношения спектаторных нуклонов с данными измерений в столкновениях  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  при энергии 158А ГэВ [9] (таблица). Несмотря на то, что в разд. 2 несколько лучшее согласие с экспериментальными данными было получено при расчетах с использованием параметризации ALADIN (см. рис. 1) для  $n/p$ -отношения, судя по таблице, формула Эриксона является предпочтительной.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе выполненного в настоящей работе моделирования с помощью ААМСС фрагментации ядер  $^{197}\text{Au}$  в фотоэмульсии и в результате столкновений  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  на SPS и LHC можно сделать следующие выводы. Во-первых, результаты существенно зависят от выбора параметризации энергии возбуждения префрагментов, распада которых дают наблюдаемые в эксперименте нуклоны-спектаторы и ядерные фрагменты-спектаторы. Во-вторых, поскольку в эксперименте ALICE на LHC возможно измерение множественности нейтронов и определение  $n/p$ -отношения для спектаторных нуклонов, то сравнение с такими данными позволит выбрать подходящий метод вычисления энергии возбуждения. В-третьих, согласно ААМСС характеристики фрагментации спектаторов слабо меняются с ростом энергии столкновений от SPS до LHC, за исключением небольшого падения множественности спектаторов в центральных событиях. В-четвертых, для дальнейшего развития модели ААМСС можно предложить изменить параметры параметризации ALADIN или использовать гибридную зависимость  $E$  от  $A_{\text{pf}}$ , посредством которой после соответствующей настройки параметров можно надеяться получить лучшее описание имеющихся данных по фрагментации ядер.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Heinz U., Snellings R. Collective Flow and Viscosity in Relativistic Heavy-Ion Collisions // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2013. V. 63, No. 1. P. 123–151.

2. *Bhattacharyya S.* A Brief Review on Nuclear Fragmentation // Intern. J. Mod. Phys. E. 2010. V. 19, No. 3. P. 319–358.
3. *Botvina A. S. et al. (ALADIN Collab.).* Multifragmentation of Spectators in Relativistic Heavy-Ion Reactions // Nucl. Phys. A. 1995. V. 584, No. 4. P. 737–756.
4. *Adamovich M. I. et al. (EMU-01/12 Collab.).* Multifragmentation of Gold Nuclei in the Interactions with Photoemulsion Nuclei at 10.7 GeV/Nucleon // Z. Phys. A. 1997. V. 359, No. 3. P. 277–290.
5. *Cherry M. L. et al. (KLM Collab.).* Fragmentation of the Pb Projectile at 158 GeV/Nucleon in Pb–Pb Interactions // Acta Phys. Polon. B. 1998. V. 29, No. 8. P. 2155–2175.
6. *Hüntrup G., Streibel T., Heinrich W.* Investigation of Charge Yields, Charge Correlations, and Multifragmentation of  $^{197}\text{Au}$  and  $^{208}\text{Pb}$  Projectiles at Beam Energies between 1.0 and 158 GeV/Nucleon // Phys. Rev. C. 2000. V. 61, No. 3. P. 034903.
7. *Cecchini S., Giacomelli G., Giorgini M., Mandrioli G., Patrizii L., Popa V., Serra P., Sirri G., Spurio M.* Fragmentation Cross Section of 158A GeV Pb Ions in Various Targets Measured with CR39 Nuclear Track Detectors // Nucl. Phys. A. 2002. V. 707, No. 3–4. P. 513–524.
8. *Scheidenberger C., Pshenichnov I. A., Sümmierer K., Ventura A., Bondorj J. P., Botvina A. S., Mishustin I. N., Boutin D., Datz S., Geissel H., Grafström P., Knudsen H., Krause H. F., Lommel B., Møller S. P., Münzenberg G., Schuch R. H., Uggerhøj E., Uggerhøj U., Vane C. R., Vilakazi Z. Z., Weick H.* Charge-Changing Interactions of Ultrarelativistic Pb Nuclei // Phys. Rev. C. 2004. V. 70, No. 1. P. 014902.
9. *Appelshäuser H. et al. (NA49 Collab.).* Spectator Nucleons in Pb + Pb Collisions at 158A GeV // Eur. Phys. J. A. 1998. V. 2, No. 4. P. 383–390.
10. *Schüttauf A. et al. (ALADIN Collab.).* Universality of Spectator Fragmentation at Relativistic Bombarding Energies // Nucl. Phys. A. 1996. V. 607, No. 4. P. 457–486.
11. *Adler C., Denisov A., Garcia E., Murray M., Stroebele H., White S.* The RHIC Zero Degree Calorimeters // Nucl. Instr. Meth. A. 2001. V. 470, No. 3. P. 488–499.
12. *Oppedisano C., Arnaldi R., Chiavassa E., Cicalò C., Cortese P., De Falco A., Dellacasa G., De Marco N., Ferretti A., Floris M., Gagliardi M., Gallio M., Gemme R., Luparello G., Masoni A., Mereu P., Musso A., Piccotti A., Puddu G., Scomparin E., Serci S., Stocco D., Usai G., Vercellin E.* Physics Performance of the ALICE Zero Degree Calorimeter // Nucl. Phys. B. Proc. Supl. 2009. V. 197, No. 1. P. 206–210.
13. *Tarafdar S., Citron Z., Milov A.* A Centrality Detector Concept // Nucl. Instr. Meth. A. 2014. V. 768. P. 170–178.
14. *Abelev B. et al. (ALICE Collab.).* Centrality Determination of Pb–Pb Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV with ALICE // Phys. Rev. C. 2013. V. 88, No. 4. P. 044909.
15. *Svetlichnyi A. O., Pshenichnov I. A.* Formation of Free and Bound Spectator Nucleons in Hadronic Interactions between Relativistic Nuclei // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84, No. 8. P. 911–916.

16. *Pshenichnov I. A., Dmitrieva U. A., Svetlichnyi A. O.* Secondary Nuclei from Peripheral and Ultraperipheral Collisions of Relativistic Heavy Ions // *Ibid.* P. 1007–1011.
17. *Hüfner J., Schäfer K., Schürmann B.* Abrasion-Ablation in Reactions between Relativistic Heavy Ions // *Phys. Rev. C.* 1975. V. 12, No. 6. P. 1888–1898.
18. *Gaimard J. J., Schmidt K. H.* A Reexamination of the Abrasion-Ablation Model for the Description of the Nuclear Fragmentation Reaction // *Nucl. Phys. A.* 1991. V. 531, No. 3–4. P. 709–745.
19. *Loizides C., Kamin J., D'Enterria D.* Improved Monte Carlo Glauber Predictions at Present and Future Nuclear Colliders // *Phys. Rev. C.* 2018. V. 97, No. 5. P. 054910.
20. *Carlson B. V.* Microscopic Abrasion-Ablation Approximation to Projectile Fragmentation // *Phys. Rev. C.* 1995. V. 51, No. 1. P. 252–268.
21. *Ericson T.* The Statistical Model and Nuclear Level Densities // *Adv. Phys.* 1960. V. 9, No. 36. P. 425–511.
22. *Allison J. et al. (Geant4 Collab.).* Recent Developments in Geant4 // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2016. V. 835. P. 186–225.
23. *Bondorf J., Botvina A., Iljinov A., Mishustin I., Sneppen K.* Statistical Multifragmentation of Nuclei // *Phys. Rep.* 1995. V. 257, No. 3. P. 133–221.