

УДК 539.17

## ВТОРИЧНЫЕ ЯДРА ОТ ПЕРИФЕРИЧЕСКИХ И УЛЬТРАПЕРИФЕРИЧЕСКИХ СТОЛКНОВЕНИЙ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

© 2020 г. И. А. Пшеничнов<sup>1,2,\*</sup>, У. А. Дмитриева<sup>1,2</sup>, А. О. Светличный<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования  
“Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)”,  
Долгопрудный, Россия

\*E-mail: pshenich@inr.ru

Поступила в редакцию 02.03.2020 г.

После доработки 15.04.2020 г.

Принята к публикации 27.04.2020 г.

Выходы тяжелых вторичных ядер в столкновениях  $^{197}\text{Au}-^{197}\text{Au}$  на NICA и в столкновениях  $^{129}\text{Xe}-^{129}\text{Xe}$  и  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  на ЛНС вычислены с помощью модели Glauber Monte Carlo, объединенной с моделями девозбуждения ядер из библиотеки Geant4. Кроме этого, выходы вторичных ядер в ультрапериферических столкновениях тяжелых ионов вычислены с помощью модели RELDIS, которая предсказывает доминирование нейтронной эмиссии в электромагнитных взаимодействиях рассматриваемых ядер. Обнаружено, что ядра Te, I и Au, Hg, Tl часто образуются, соответственно, в распадах  $^{129}\text{Xe}$  и  $^{208}\text{Pb}$ , в результате их электромагнитных возбуждений на ЛНС. В отличие от этого, в ультрапериферических столкновениях  $^{197}\text{Au}$  на NICA в основном образуются изотопы золота. Обсуждается возможное влияние вторичных ядер на компоненты коллайдера.

DOI: 10.31857/S0367676520080244

### ВВЕДЕНИЕ

Несколько установок и исследовательских центров, таких как GANIL, GSI, NSCL (Michigan State University, MSU) и RARF (RIKEN) [1], создают пучки радиоактивных экзотических ядер путем разделения на лету осколков ядер-снарядов, образующихся в результате столкновений пучков стабильных ядер с энергиями 100 МэВ–2 ГэВ на нуклон с тонкими фиксированными мишенями. С помощью сепаратора фрагментов выделяются представляющие интерес ядра, которые транспортируются для дальнейших исследований их свойств методами ядерной спектроскопии [2] или для изучения ядерных реакций, инициируемых этими ядрами [3]. Выходы таких вторичных ядер дают важную информацию о механизме фрагментации. Напротив, в столкновениях ультрарелятивистских ядер на SPS (ЦЕРН), на RHIC и ЛНС, спектаторные фрагменты вылетают в пределах очень узкого переднего конуса, что затрудняет их идентификацию. Это объясняет тот факт, что эксперименты по столкновениям тяжелых ионов, проводимые при ультрарелятивистских энергиях, сосредоточены преимущественно на ис-

следованиях множественного образования частиц в зоне партисипантов [4], где сталкивающиеся ядра перекрываются, а не на спектаторных фрагментах, образующихся из невзаимодействующих нуклонов. Только в отдельных экспериментах на SPS [5–7] и RHIC [8] образование фрагментов-спектаторов изучалось посредством электронных детекторов, тогда как во многих работах измерялись выходы фрагментов вперед с помощью метода ядерной фотоэмульсии [9–12] или при помощи трековых детекторов [13, 14]. Следует подчеркнуть, что в периферическом столкновении ядер высоких энергий горячий файербол, возникающий в результате перекрытия плотностей ядер-партнеров по столкновению, сосуществует с относительно холодной спектаторной материей, а часть ее представлена свободными нейтронами и протонами. В то время как калориметры нулевого угла (Zero Degree Calorimeters – ZDC), установленные на RHIC [15] и на ЛНС [16], способны регистрировать нейтроны-спектаторы, в экспериментах на коллайдерах до сих пор не проводились измерения протонов-спектаторов и ядерных фрагментов-спектаторов. Более того, в ультрапериферических

столкновениях (УПС) ядер с прицельными параметрами, превышающими сумму их радиусов, ядра в целом могут рассматриваться как спектаторы, получившие электромагнитные возбуждения. Умеренная энергия возбуждения ядер в результате УПС релятивистских ядер, таких как Au или Pb, позволяет предположить образование одного тяжелого остатка, сопровождаемого несколькими нейтронами и несколькими протонами, в результате процесса, известного как электромагнитная диссоциация (ЭМД) ядер [17]. Как показывает сравнение результатов модели RELDIS [17] с данными SPS и LHC [18, 19], зависимость полных и парциальных сечений ЭМД от энергии столкновений хорошо объясняется теорией. Напротив, пока не ясно, в какой степени свойства спектаторной материи, образующейся в адронных взаимодействиях ядер при промежуточных энергиях 100 МэВ–2 ГэВ на нуклон, можно экстраполировать на случай столкновений ультрарелятивистских ядер. Действительно, как показано в работах [20, 21], при низких энергиях в центре масс на нуклон-нуклонную пару  $\sqrt{s_{NN}} < 3$  ГэВ траектории сталкивающихся ядер изогнуты навстречу друг другу ядерными силами, а доминирование эмиссии частиц в плоскости реакции приводит к отрицательному коэффициенту эллиптического потока  $v_2 < 0$ . При 3 ГэВ  $< \sqrt{s_{NN}} < 4$  ГэВ медленные спектаторы продолжают взаимодействовать с частицами, испущенными файерболом в плоскости реакции, что дает  $v_2 \approx 0$ . При больших энергиях  $\sqrt{s_{NN}} > 4$  ГэВ начальная эксцентricность области перекрытия создает градиент давления, приводящий к преобладанию эмиссии из плоскости реакции ( $v_2 > 0$ ), поскольку быстро движущиеся спектаторы более не взаимодействуют с файерболом. Эволюция  $v_2$  с ростом начальной энергии столкновений изучалась в нескольких экспериментах [20, 21], но необходимы дальнейшие исследования, чтобы понять влияние указанных эффектов именно на свойства спектаторной материи, в частности, на соотношения между свободными и связанными нуклонами-спектаторами и между свободными нейтронами-спектаторами и протонами-спектаторами. Стоит отметить, что начало диапазона энергий столкновений, в котором ожидается  $v_2 > 0$ , может быть детально исследовано при энергиях коллайдера NICA.

В настоящей работе моделируется образование тяжелых вторичных ядер в результате периферических адронных и ультрапериферических электромагнитных столкновений:  $^{129}\text{Xe}$ – $^{129}\text{Xe}$  и  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  на LHC и  $^{197}\text{Au}$ – $^{197}\text{Au}$  на NICA. Таким образом, опыт, полученный на LHC, может быть применен к будущим исследованиям на NICA. В

частности, следует оценить влияние тяжелых вторичных ядер на компоненты NICA, как это было выполнено для LHC [22, 23]. В центральных столкновениях релятивистских ядер с большим перекрытием ядерных плотностей объем спектаторной материи невелик, так как большинство нуклонов участвует в неупругих адронных взаимодействиях. Это говорит о том, что тяжелые фрагменты-спектаторы, которые уносят основную часть начальной энергии пучка и которые представляют основной интерес в настоящей работе, могут создаваться только в результате периферических или ультрапериферических столкновений.

## ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

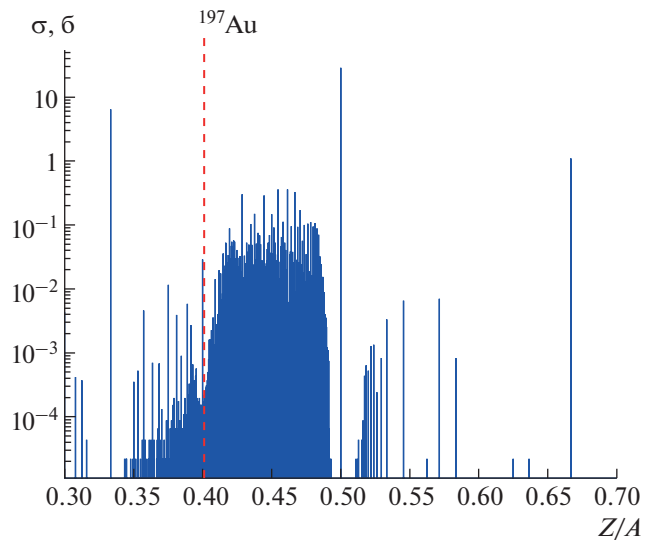
В настоящей работе адронные взаимодействия ядер описываются созданной авторами моделью Abrasion-Ablation Monte Carlo for Colliders (AAMCC) [24]. AAMCC построена на основе версии 3.0 модели GlauberMC [25], которая вычисляет количество спектаторных (невзаимодействующих) нуклонов в каждом из двух сталкивающихся ядер в каждом событии. Предполагается, что спектаторная материя каждого ядра образует возбужденный префрагмент. Распады префрагментов моделируются с помощью моделей испарения и статистической мультифрагментации из библиотеки Geant4 [26] версии 10.4, разработанных на основе известной модели SMM [27]. Энергия возбуждения префрагментов определяется количеством нуклонов-партисипантов, выбитых из каждого из сталкивающихся ядер, то есть количеством дырочных состояний. В работах [6, 7] посредством сравнения рассчитанных и измеренных сечений изменения заряда налетающих ядер были проверены три метода расчета энергии возбуждения префрагмента. Эти методы основывались, соответственно: 1) на формуле Эриксона [28] для дырочных состояний со схемой ядерных уровней с постоянной плотностью состояний; 2) на аналогичном методе Гамара и Шмидта [29], но с линейной зависимостью плотности состояний; 3) на феноменологической корреляции между массой префрагмента и его энергией возбуждения, предложенной в эксперименте ALADIN [30]. Эти три метода были применены [31] для расчета сечений изменения заряда с помощью модели AAMCC, а результаты были сопоставлены с сечениями, измеренными на AGS в BNL и SPS (ЦЕРН) при значениях  $\sqrt{s_{NN}}$ , близких к NICA. Несмотря на свою простоту, AAMCC обеспечивает качество описания данных AGS и SPS по сечениям изменения заряда, сравнимое с более сложной моделью JAMQMD [32].

**ВЫХОДЫ ВТОРИЧНЫХ ЯДЕР  
С ОПРЕДЕЛЕННЫМ ОТНОШЕНИЕМ  $Z/A$**

*Образование вторичных ядер на NICA*

Поскольку в результате первой стадии abrasion-ablation ядро-ядерного столкновения образуются префрагменты в широком диапазоне масс и энергий возбуждения, то можно ожидать образование широкого спектра вторичных ядер в результате распада префрагментов. На рис. 1 показаны инклюзивные сечения образования ядер с заданным  $Z/A$ , рассчитанные с помощью ААМСС для адронных  $^{197}\text{Au}-^{197}\text{Au}$  столкновений на NICA при  $\sqrt{S_{NN}} = 5$  ГэВ. Диапазон вторичных ядер простирается от дейтерия, трития,  $^3\text{He}$  и альфа-частиц до изотопов золота. Как видно из рис. 1, множественное образование  $^3\text{H}$  ( $Z/A = 0.333$ ),  $^2\text{H}$ ,  $^4\text{He}$  (оба ядра с  $Z/A = 0.5$ ) и  $^3\text{He}$  ( $Z/A = 0.666$ ) характеризуются исключительно высокими инклюзивными сечениями, а другие ядра можно разделить на три группы с меньшими инклюзивными сечениями рождения, типично с единственным ядерным фрагментом с данным  $Z/A$  в событии. Относительно большие сечения 10–100 мб предсказываются ААМСС для многочисленных ядер первой группы с  $Z/A = 0.41-0.493$ , которые в основном образуются в периферических столкновениях благодаря интенсивной эмиссии нейтронов. Вторая группа представлена различными вторичными ядрами в диапазоне  $Z/A = 0.3-0.4$ , образующимися в результате интенсивной эмиссии протонов, однако их сечения образования типично ниже, заметно меньше 10 мб. Наконец, немногочисленные обогащенные протонами ядра с  $Z/A = 0.51-0.64$  представляют третью группу. Эта группа также менее многочисленна, потому что такие ядра образуются либо в результате маловероятного асимметричного выбивания нейтронов и протонов из исходных ядер на стадии abrasion, либо благодаря распадам префрагментов в такие редкие конфигурации, которые содержат экзотические ядра вдали от линии стабильности. Поскольку распределение вторичных ядер от столкновений  $^{129}\text{Xe}-^{129}\text{Xe}$  и  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  на LHC, вычисленные посредством ААМСС, демонстрируют качественное сходство с распределением, показанным на рис. 1, то результаты для LHC здесь не приводятся.

Рассмотренный выше процесс образования вторичных ядер в адронных взаимодействиях  $^{197}\text{Au}$  интересно сравнить с ЭМД этих ядер на NICA. Следуя методу эквивалентных фотонов Вайцзеккера – Вильямса, влияние Лоренц-сжатого кулоновского поля одного из сталкивающихся ядер на партнера по столкновению может быть представлено как поглощение этим ядром фотонов, эквивалентных указанному полю. Большинство фотонов в спектре Вайцзеккера–Вильямса имеют низкую энергию  $E_\gamma$

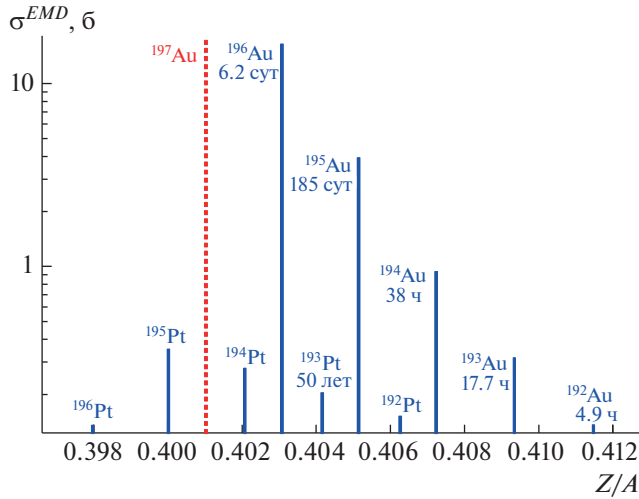


**Рис. 1.** Инклюзивные сечения образования вторичных ядер с определенным соотношением заряда к массе, вычисленные с помощью модели ААМСС для адронных взаимодействий  $^{197}\text{Au}$  при  $\sqrt{S_{NN}} = 5$  ГэВ на NICA. Отношение заряда к массе для начальных ядер отмечено пунктирной линией.

благодаря множителю  $1/E_\gamma$  в формуле для этого спектра. На NICA это приводит к преобладанию поглощения фотонов с энергиями до нескольких десятков МэВ и, таким образом, к возбуждению гигантского дипольного резонанса в  $^{197}\text{Au}$ , который распадается в основном за счет эмиссии нейтронов. Поэтому RELDIS предсказывает в основном образование единственного тяжелого остаточного ядра, представляющего чаще всего различные изотопы золота (см. рис. 2). Например, в ЭМД ядер  $^{197}\text{Au}$  на NICA при  $\sqrt{S_{NN}} = 9$  ГэВ ожидается доминирование образования  $^{195}\text{Au}$  и  $^{196}\text{Au}$  посредством эмиссии нейтронов. Тем не менее, нельзя полностью пренебречь эмиссией протонов под действием эквивалентных фотонов. Она приводит к образованию отличающихся от золота элементов в процессе ядерной трансмутации. Сечения образования различных элементов в ЭМД  $^{197}\text{Au}$  на NICA приведены в табл. 1. Как это следует из рис. 2 и табл. 1, полное сечение образования пла-

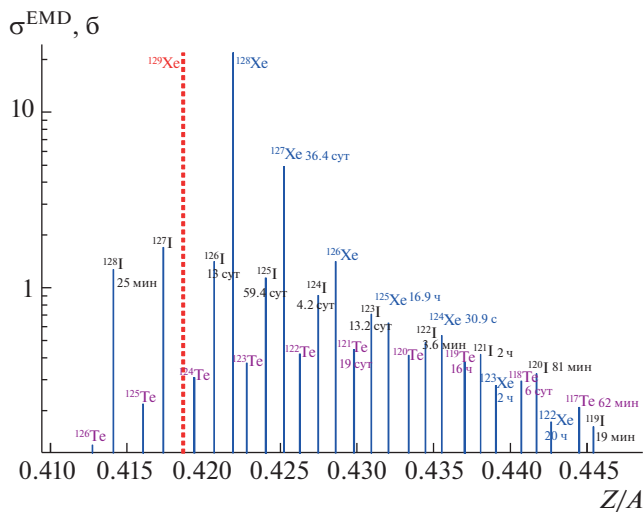
**Таблица 1.** Сечения трансмутации  $^{197}\text{Au}$  в ультрапериферических столкновениях на NICA при  $\sqrt{S_{NN}} = 9$  ГэВ

	Вторичные ядра	$\sigma(Z)$ , б
Au: $Z = 79$	$^{180-196}\text{Au}$	22.14
Pt: $Z = 78$	$^{176-196}\text{Pt}$	1.50
Ir: $Z = 77$	$^{175-195}\text{Ir}$	0.24
Всего: Au, Pt, Ir		23.88



**Рис. 2.** Инклюзивные сечения образования вторичных ядер с определенным соотношением заряда к массе, вычисленные с помощью модели RELDIS для ЭМД  $^{197}\text{Au}$  при  $\sqrt{S_{NN}} = 9$  ГэВ на NICA. Периоды полураспада для нестабильных ядер в их системе покоя указаны рядом с соответствующими символами нуклидов. Отношение заряда к массе для начальных ядер отмечено пунктирной линией.

тины относительно невелико ( $\sim 1.5$  б), и этот элемент в основном представлен  $^{193}\text{Pt}$ ,  $^{194}\text{Pt}$  и  $^{195}\text{Pt}$ . Интересно отметить, что производство иридия из  $^{197}\text{Au}$  в ЭМД на NICA также возможно, но с довольно ограниченным сечением, равным 240 мб.



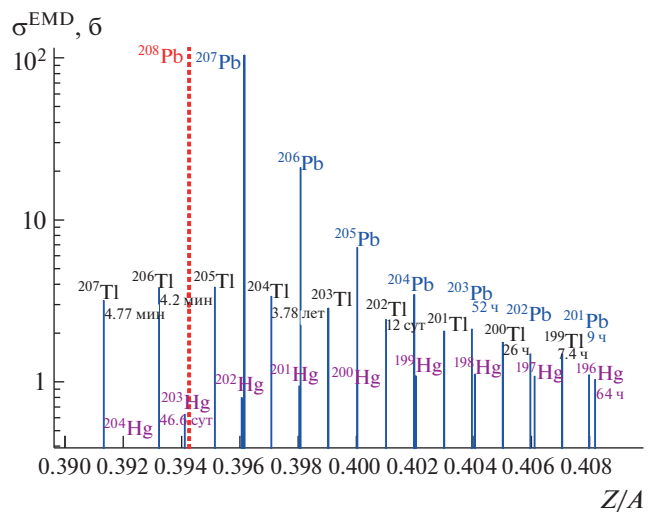
**Рис. 3.** То же, что и на рис. 2, но для ЭМД  $^{129}\text{Xe}$  при  $\sqrt{S_{NN}} = 5.44$  ТэВ на LHC.

### Вторичные ядра от ЭМД на LHC

Интересно рассмотреть вопрос об образовании вторичных ядер в ЭМД на LHC и сравнить их выходы с выходами в ЭМД на NICA. Сечения образования вторичных ядер с определенными  $Z/A$  были вычислены с помощью модели RELDIS и представлены на рис. 3 и 4 для УПС  $^{129}\text{Xe}-^{129}\text{Xe}$  и  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  при  $\sqrt{S_{NN}} = 5.44$  ТэВ и  $\sqrt{S_{NN}} = 5.02$  ТэВ, соответственно. С момента начала работы LHC в 2009 году помимо протон-протонных столкновений на этом коллайдере изучались столкновения только двух видов ядер —  $^{129}\text{Xe}$  и  $^{208}\text{Pb}$ .

Из расчетов [17] и измерений [19] известно, что одиночный нейтрон испускается  $^{208}\text{Pb}$  в УПС на LHC в  $\sim 50\%$  событий ЭМД, характеризующихся поглощением мягких эквивалентных фотонов, что приводит к образованию  $^{207}\text{Pb}$ . Однако, в других событиях, связанных с поглощением ядрами  $^{208}\text{Pb}$  фотонов с большей энергией, происходит множественная эмиссия нейтронов и протонов, что приводит к широкому набору вторичных ядер, показанных на рис. 4.

Как видно из рис. 3 и 4, на которых представлены результаты RELDIS, наибольшие сечения ожидаются, соответственно, для  $^{126}, ^{127}, ^{128}\text{Xe}$  и  $^{205}, ^{206}, ^{207}\text{Pb}$ , благодаря эмиссии одного, двух и трех нейтронов ядрами пучка, как и на коллайдере NICA, см. рис. 2. Эмиссия протона в сопровождении нескольких нейтронов с образованием, соответственно, I и TI происходит тоже достаточно часто на LHC, но реже, чем эмиссия двух нейтронов из  $^{129}\text{Xe}$  и  $^{208}\text{Pb}$ , соответственно. Можно от-



**Рис. 4.** То же, что и на рис. 2, но для ЭМД  $^{208}\text{Pb}$  при  $\sqrt{S_{NN}} = 5.02$  ТэВ на LHC.

метить, что ядра, которые находятся достаточно далеко от ядер пучка, имеют сопоставимые выходы независимо от количества испущенных протонов. Например, сечения образования  $^{201}\text{Pb}$ ,  $^{199}\text{Tl}$  и  $^{196}\text{Hg}$  сравнимы. Как следует из сравнения рис. 3 и 4, существует общее соотношение между сечениями образования вторичных ядер путем эмиссии определенного числа нейтронов и протонов, что справедливо как для  $^{129}\text{Xe}$ – $^{129}\text{Xe}$ , так и для  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  взаимодействий. Как правило, чем больше число испущенных протонов, тем меньше сечение по причине вышеупомянутого доминирования мягких фотонов в спектре Вайцзеккера–Вильямса и подавления испарения протонов высокими кулоновскими барьерами в средних и тяжелых ядрах. Это также объясняет подавление эмиссии протонов  $^{197}\text{Au}$  на NICA.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты моделей ААМСС и RELDIS для сечений образования вторичных ядер в адронных столкновениях и электромагнитной диссоциации ядер  $^{197}\text{Au}$  на NICA, а также ядер  $^{129}\text{Xe}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  на ЛНС. Траектории вторичных ядер в магнитных полях этих ускорителей определяются их магнитной жесткостью, которая зависит от отношения заряда к массе  $Z/A$  этих ядер. Поэтому все вторичные ядра были отсортированы в соответствии с их  $Z/A$ , и рассчитанные инклюзивные сечения были даны как функции этого отношения. Согласно модели ААМСС, различные вторичные ядра образуются в адронных столкновениях  $^{197}\text{Au}$  на NICA – от дейтерия, трития,  $^3\text{He}$  и альфа-частиц до изотопов золота. За исключением множественного образования  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{H}$ ,  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$ , инклюзивные сечения образования нескольких наиболее частых изотопов, близких к  $^{197}\text{Au}$ , прогнозируются в диапазоне 10–100 мб, в то время как инклюзивные сечения для других ядер обычно ниже 10 мб. Согласно RELDIS, ядра  $^{194}\text{Au}$ ,  $^{195}\text{Au}$  и  $^{196}\text{Au}$  со значениями  $Z/A$ , которые близки к  $Z/A$  ядер  $^{197}\text{Au}$ , будут наиболее часто образовываться в результате электромагнитной диссоциации на NICA путем эмиссии одного, двух и трех нейтронов с суммарным сечением, достигающим 22 б при самой высокой энергии столкновения, которая будет доступна на NICA. Это означает, что такие ядра, как ожидается, будут возникать в результате ЭМД примерно в три раза чаще, чем при адронных столкновениях  $^{197}\text{Au}$ . Удаление этих ядер коллиматорной системой коллайдера может быть сложной задачей из-за близости их траекторий к оси пучка. Как известно из соответствующих исследований на ЛНС [22, 23], воздействие таких ядер на компоненты коллайдера мо-

жет быть весьма локальным и, таким образом, может создавать дополнительные источники радиации на NICA в дополнение к уже описанным в [33]. Преобладание нейтронной эмиссии в ультрапериферических столкновениях  $^{129}\text{Xe}$ – $^{129}\text{Xe}$  и  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  также предсказывается RELDIS для столкновений при значительно более высокой энергии ЛНС. Однако как показали расчеты, в распадах  $^{129}\text{Xe}$  и  $^{208}\text{Pb}$  в результате их электромагнитных возбуждений на ЛНС ядра Te, I и Au, Hg, Tl, соответственно, образуются путем эмиссии протонов достаточно часто.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках проекта № 18-02-40035-мега.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Blumenfeld Y., Nilsson T., Van Duppen P. // Phys. Scr. 2013. V. T152. Art. № 014023.
2. Gade A. // Phys. Scr. 2013. V. T152. Art. № 014004.
3. Bonaccorso A. // Phys. Scr. 2013. V. T152. Art. № 014019.
4. Stachel J., Andronic A., Braun-Munzinger P. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2014. V. 509. Art. № 012019.
5. Appelshauser H., Bächler J., Bailey S.J. et al. // Eur. Phys. J. A. 1998. V. 2. P. 383.
6. Scheidenberger C., Pshenichnov I. A., Sümmerer K. et al. // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. Art. № 014902.
7. Uggerhoj U.I., Pshenichnov I. A., Scheidenberger C. et al. // Phys. Rev. C. 2005. V. 72. Art. № 057901.
8. Alver D., Back B.B., Baker M.D. et al. // Phys. Rev. C. 2016. V. 94. Art. № 024903.
9. Cherry M.L., Dabrowska A., Deines-Jones P. et al. // Phys. Rev. C. 1995. V. 52. P. 2652.
10. Cherry M.L., Dabrowska A., Deines-Jones P. et al. // Acta Phys. Polon. B. 1998. V. 29. P. 2155.
11. Adamovich M.I., Aggarwal M.M., Alexandrov Y.A. et al. // Eur. Phys. J. A. 1999. V. 5. P. 429.
12. Zaitsev A.A., Zarubin P.I. // Phys. Atom. Nucl. 2018. V. 81. P. 1237.
13. Geer L.Y., Klarmann J., Nilsen B.S. et al. // Phys. Rev. C. 1995. V. 52. P. 334.
14. Dekhissi H., Giacomelli G., Giorgini M. et al. // Nucl. Phys. A. 2000. V. 662. P. 207.
15. Adler S.S., Afanasiev S., Aidala C. et al. // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. Art. № 034908.
16. Oppedisano C., Arnaldi R., Chiavassa E. et al. // Nucl. Phys. B. 2009. V. 197. P. 206.
17. Pshenichnov I.A. // Phys. Part. Nucl. 2011. V. 42. P. 215.
18. Golubeva M., Guber F.F., Karavicheva T.L. et al. // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. Art. № 024905.
19. Abelev B., Adam J., Adamova D. et al. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. Art. № 252302.
20. Adam J., Adamova D., Aggarwal M.M. et al. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. Art. № 132302.
21. Andronic A., Barret V., Basrak Z. et al. // Phys. Lett. B. 2005. V. 612. P. 173.

22. *Bruce R., Bocian D., Gilardoni S. et al.* // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2009. V. 12. Art. № 071002.
23. *Hermes P.D., Bruce R., Jowett J.M. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 2016 V. 819. P. 73.
24. *Светличный А.О., Пшеничнов И.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 8. С. 1103.
25. *Loizides C., Kamin J., d'Enterria D.* // Phys. Rev. C. 2018. V. 97. Art. № 054910.
26. *Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 2016. V. 835. P. 186.
27. *Bondorf J.P., Botvina A.S., Ijginov A.S. et al.* // Phys. Rep. 1995. V. 257. P. 133.
28. *Ericson T.* // Adv. Phys. 1960. V. 9. P. 425.
29. *Gaimard J.-J., Schmidt K.-H.* // Nucl. Phys. A. 1991. V. 531. P. 709.
30. *Botvina A.S., Mishustin I.N., Begemann-Blaich M. et al.* // Nucl. Phys. A. 1995. V. 584. P. 737.
31. *Svetlichnyi A.O.* // Proc. VIII Interinst. young researchers conference "Elementary particle physics and cosmology–2019" (Moscow, 2019). P. 10.
32. *Ogawa T., Sato T., Hashimoto S. et al.* // Phys. Rev. C. 2018. V. 98. Art. № 024611.
33. *Paraipan M., Timoshenko G.N.* // PEPAN Lett. 2012. V. 9. P. 98.