

ЧТО МОЖНО УЗНАТЬ, ИЗУЧАЯ ОСТАТКИ СПЕКТАТОРНОЙ МАТЕРИИ В ЦЕНТРАЛЬНЫХ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ?

И. А. Пшеничнов^{1,2,*}, *Н. А. Козырев*^{1,2},
А. О. Светличный^{1,2}, *У. А. Дмитриева*^{1,2}

¹ Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия
² Институт ядерных исследований РАН, Москва

В центральных столкновениях тяжелых релятивистских ядер спектаторная материя представлена невзаимодействующими нуклонами, располагавшимися на ядерной периферии. В рамках модели ААМСС, использующей модель Glauber Monte Carlo для определения объема спектаторной материи и модели распада возбужденной спектаторной материи из библиотеки Geant4, показана чувствительность выходов определенного числа нейтронов в центральных столкновениях ядер ^{208}Pb к наличию обогащенного нейтронами поверхностного слоя. При учете такого слоя в расчетах с использованием различных параметризаций энергии возбуждения спектаторной материи рост выхода нейтронов-спектаторов особенно заметен в событиях без вылета протонов-спектаторов. Предлагаемый новый метод изучения нейтронного слоя в столкновениях релятивистских ядер посредством передних калориметров дополняет известные методы, используемые при существенно меньших энергиях столкновений, и может быть реализован на существующих экспериментальных установках.

In central collisions of heavy relativistic nuclei, spectator matter is represented by non-interacting nucleons from nuclear periphery. Within the framework of the ААМСС model, which uses the Glauber Monte Carlo model to determine the volume of spectator matter and the model of the decay of excited spectator matter from the Geant4 library, it is shown that the yields of a certain number of neutrons in central collisions of ^{208}Pb nuclei are sensitive to the presence of the neutron skin. When the neutron skin is taken into account in calculations using various parameterizations of the excitation energy of spectator matter, an increase in the yield of spectator neutrons is especially noticeable in events without the emission of spectator protons. The proposed new method for studying the neutron skin in relativistic nucleus–nucleus collisions by means of zero-degree calorimeters complements the known methods used at significantly lower collision energies. It can be implemented at existing experimental installations.

PACS: 25.75.–q; 21.10.Gv; 21.65.Ef

* E-mail: pshenich@inr.ru

ВВЕДЕНИЕ

Нуклоны-партисипанты, участвующие в столкновениях релятивистских ядер, кинематически отделены от продолжающих свое движение вперед нуклонов-спектаторов, сохраняющих начальную энергию пучка в пересчете на нуклон налетающего ядра. Изучение спектаторной материи в столкновениях ядер ^{208}Pb с энергией 158А ГэВ с фиксированной мишенью ^{208}Pb [1] показало, что она представлена как свободными нуклонами, так и ядерными фрагментами. В эксперименте посредством регистрации спектаторных нуклонов, в частности, нейтронов, можно измерить их количество и оценить начальную геометрию события — степень перекрытия сталкивающихся ядер. Начальную геометрию принято характеризовать центральностью — долей полного сечения взаимодействия ядер, соответствующей определенному диапазону прицельного параметра b , определяемому как расстояние между параллельными прямыми, по которым сталкивающиеся ядра приближаются друг к другу. В эксперименте ALICE на LHC определение центральности событий возможно не только с помощью настроенных на нуклоны-спектаторы передних калориметров, называемых Zero Degree Calorimeters (ZDC), но и посредством измерения множественности рожденных в результате столкновений нуклонов-партисипантов частиц [2].

Согласно модели Glauber Monte Carlo в центральных столкновениях ультрарелятивистских ядер ^{208}Pb (центральность 0–5%) при $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ ТэВ центры ядер отодвинуты друг от друга менее чем на 3,5 фм ($b \leq 3,49$ фм) [3]. Поэтому, как следует из той же работы, в среднем 384 нуклона из 416 участвуют во взаимодействиях, а к спектаторам в этом диапазоне b можно отнести в среднем по 16 нуклонов из каждого ядра. Благодаря геометрии центральных столкновений ядер только эти нуклоны, расположенные на периферии, избегают взаимодействий с нуклонами ядра-партнера по столкновению и формируют спектаторную материю. В столкновениях ядер ^{208}Pb с энергией 158А ГэВ с фиксированной мишенью ^{208}Pb [1] в центральных столкновениях при $b \leq 3$ фм в среднем в качестве спектаторов образуется 9 нейтронов, 7 протонов и только 0,5 дейтрона. Эти измерения неплохо согласуются с результатами вычислений [3], несмотря на разницу начальных энергий столкновений, приводящую к разным неупругим сечениям нуклон-нуклонного взаимодействия σ_{NN} . Кроме этого, в таком сопоставлении считается, что спектаторная материя представлена исключительно свободными нуклонами.

Как известно (см., например, обзор [4]), периферия тяжелого ядра ^{208}Pb обогащена нейтронами, поэтому можно говорить о поверхностном нейтронном слое — neutron skin (NS). Упрощенная наглядная интерпретация NS состоит в том, что протоны по отношению к нейтронам заперты внутри ядра кулоновским барьером, который не действует на имеющиеся в избытке в тяжелом ядре нейтроны [5]. Нейтроны выходят

за этот барьер и, таким образом, обогащают диффузный поверхностный слой ядра. При этом нейтроны, находящиеся на поверхности ядра, за счет межнуклонных сил притяжения создают дополнительное поверхностное натяжение, уравнивающее кулоновское отталкивание протонов.

В нескольких работах (см., в частности, [4–6]) подчеркивается связь между свойствами NS и структурой нейтронных звезд. Изучение обогащенного нейтронами поверхностного слоя позволяет оценить вклад энергии симметрии ядер — энергии связи нуклонов в ядерной материи в зависимости от n/p -отношения — в уравнение состояния ядерного вещества [7, 8]. Это уравнение является одним из важнейших в ядерной физике и астрофизике.

Для изучения NS используются разнообразные экспериментальные методы. Радиохимическими методами и методами ядерной спектроскопии измерялись выходы различных остаточных ядер в зависимости от того, на протоне или же на нейтроне ядерной периферии произошла аннигиляция остановившегося антипротона [9]. Та же группа посредством измерения энергии рентгеновских гамма-квантов от антипротонных атомов определила сдвиги и изменения ширин их уровней, связанных с сильным взаимодействием. Размеры и форма NS также изучены в экспериментах по когерентному фоторождению π^0 на ядрах [10]. В теоретических работах [11–13] и позднее, в работах [6, 14], вычислялись зависимости от толщины NS полного сечения удаления нейтронов σ_{-N} из налетающего ядра в ядро-ядерных столкновениях при промежуточных энергиях до 1 ГэВ/нуклон. σ_{-N} является сечением образования всех изотопов ядра-снаряда посредством удаления по меньшей мере одного из его нейтронов. Основной вклад в это сечение дают периферические взаимодействия, в которых удаляются только нейтроны из поверхностного слоя ядра-снаряда. В частности, предлагалось изучать NS в изотопах Na, P, Ca и Ni с увеличенным содержанием нейтронов, сталкивая их с мишенью ^{12}C [12, 13]. Насколько это известно авторам настоящей работы, предложения измерить σ_{-N} пока не нашли своей реализации в экспериментах. К одной из возможных причин этого, вероятно, следует отнести сложности одновременного измерения выходов всего широкого набора изотопов ядра-снаряда для получения суммарного σ_{-N} , что может представлять трудности даже для современных масс-сепараторов ядерных фрагментов.

На первый взгляд в столкновениях релятивистских ядер эффекты их структуры отходят на второй план. Однако в ряде работ предлагается исследовать эффекты NS в столкновениях ядер ^{208}Pb на LHC. Например, в расчетах было показано [15], что NS в ^{208}Pb влияет на соотношение выходов W^{+-} и W^{-} -бозонов, сечения рождения которых в pp -, $p\bar{p}$ - и pn -взаимодействиях различны. В работе [16] также для ^{208}Pb – ^{208}Pb -взаимодействий было предсказано влияние NS на инклюзивные выходы фотонов от электромагнитных взаимодействий кварков

и глюонов. Однако в указанных работах [15, 16] отмечались и трудности проведения соответствующих измерений для сравнения с теорией. Поэтому стоит искать более удобные для измерений характеристики взаимодействий релятивистских тяжелых ядер, которые чувствительны к NS.

В настоящей работе предлагается новый метод изучения NS в ядроядерных столкновениях, состоящий в измерении зависимости выходов спектаторных нуклонов в центральных (0–5%) столкновениях тяжелых ядер от толщины NS в них. Поскольку в центральных столкновениях одинаковых ядер спектаторная материя имеет вытянутую серповидную форму и представлена небольшим количеством нуклонов из ядерной периферии, n/p -отношение для них можно измерить с помощью нейтронных и протонных ZDC, традиционно используемых для определения центральности столкновений. Центральные события могут быть отобраны с помощью основного детектора как события с максимальным выходом вторичных частиц, рожденных в NN -столкновениях. Вычисленные с помощью разработанной авторами модели Abrasion-Ablation Monte Carlo for Colliders (AAMCC) [17, 18] сечения вылета определенного количества спектаторных нейтронов при условии отсутствия спектаторных протонов $\sigma(N_n, N_p = 0)$ в центральных столкновениях возрастают более чем вдвое при наличии NS в ^{208}Pb по сравнению с результатами без учета NS. Это предсказание позволяет предложить $\sigma(N_n, N_p = 0)$ для измерений с целью исследования NS, в частности в эксперименте ALICE на LHC.

1. МОДЕЛЬ ААМСС

Модель ААМСС [17, 18] использует известную модель Glauber Monte Carlo версии 3 [3] для определения количества взаимодействующих нуклонов и нуклонов-спектаторов в каждом из сталкивающихся ядер. Затем спектаторная материя от каждого из ядер рассматривается в качестве двух возбужденных префрагментов, распада которых разыгрываются посредством моделей испарения, Fermi break-up и статистической модели мультифрагментации SMM [19] из библиотеки Geant4 [20]. Энергия возбуждения префрагментов в настоящей работе определяется двумя способами. В первом способе она определяется количеством нуклонов-партисипантов, выбитых из каждого из сталкивающихся ядер, и, соответственно, образованным ими количеством дырочных состояний. Применяется формула Эриксона для дырочных состояний со схемой ядерных уровней с постоянной плотностью уровней [21]. Во втором способе используется феноменологическая корреляция между массой префрагмента и его энергией возбуждения, полученная в работе [22] по результатам эксперимента ALADIN.

2. СВОЙСТВА ПОВЕРХНОСТНОГО НЕЙТРОННОГО СЛОЯ В ЯДРЕ ^{208}Pb

Известно [4, 5], что соотношение между плотностью нейтронов и плотностью протонов на периферии тяжелых ядер выше, чем в центре, где она близка к среднему отношению N/Z для данного ядра. Эффект доминирования нейтронов на периферии получил название нейтронного слоя — neutron skin (NS) или нейтронного гало — neutron halo (NH). Выбор первого или второго термина [9] зависит от того, превышает ли радиус половинной плотности нейтронов R_n радиус R_p для протонов при одинаковых параметрах диффузности $a_n = a_p$ двухпараметрического радиального распределения Ферми:

$$\rho_{n,p}(r) = \frac{\rho_{0n,p}}{1 + \exp[(r - R_{n,p})/a_{n,p}]} \quad (1)$$

с соответствующей нормировкой на полное число A нуклонов в ядре:

$$\int d^3r (\rho_n(r) + \rho_p(r)) = A, \quad (2)$$

или же относительный избыток нейтронов на периферии может быть описан более толстым диффузным слоем $a_n > a_p$ при $R_n = R_p$. Такая классификация является условной, поскольку в некоторых ядрах $R_n > R_p$ и одновременно $a_n > a_p$, или же величина ошибок измерений или вычислений этих параметров не допускает однозначной классификации. В дальнейшем относительно ядра ^{208}Pb для краткости речь будет идти о NS, но будут подразумеваться оба эффекта, поскольку соотношения между R_n и R_p , a_n и a_p , полученные разными авторами, часто различаются [10, 23, 24]. Различие радиальных распределений нейтронов и протонов часто называется толщиной NS и характеризуется разностью их среднеквадратичных радиусов: $\Delta r_{np} = \langle r_n^2 \rangle^{1/2} - \langle r_p^2 \rangle^{1/2}$. Если $R_{n,p} \gg a_{n,p}$, то

$$\langle r_{n,p}^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{\frac{1}{5}(3R_{n,p}^2 + 7\pi^2 a_{n,p}^2)}. \quad (3)$$

Следуя работе [3], в вычислениях посредством модели ААМСС для ядра ^{208}Pb с учетом NS были выбраны следующие параметры для радиальных распределений нейтронов и протонов соответственно: $R_n = 6,69$ фм, $a_n = 0,56$ фм и $R_p = 6,68$ фм, $a_p = 0,447$ фм. Эти параметры реализованы в опции «Pbrngw» [3]. При этом выборе $\Delta r_{np} = 0,15$ фм. В поддержку такого выбора параметров говорят согласующиеся между собой результаты измерений [9] и [10], выполненных принципиально разными методами. Поскольку $R_p \approx R_n$, а $a_n - a_p \approx 0,1$ фм, то правильнее говорить о наличии у ядра ^{208}Pb NH, а не NS. При этом в работе [23] ре-

комендовались значения $R_p = 6,613$ фм и $a_p = 0,497$ фм, которые эффективно приводят к меньшей разнице $a_n - a_p \approx 0,05$ фм, и поэтому соответствуют скорее NS. Отметим, что в другой работе [24] обсуждались значительные неопределенности при извлечении толщины NS посредством измерений сечений когерентного фоторождения π^0 на ядрах и введения поправок на взаимодействия π -мезонов в конечном состоянии. Поэтому в той же работе NS была определена толще, но с большими ошибками: $\Delta r_{np} = 0,23 \pm 0,03$ (стат.) $+ 0,02 - 0,03$ (сист.) $\pm 0,07$ (теор. сист.). Таким образом, выбор $\Delta r_{np} = 0,15$ фм, на котором демонстрируется чувствительность вычисляемых в настоящей работе выходов спектаторных нейтронов к наличию NS, является достаточно консервативным. В действительности проявления NS могут быть более заметными. В качестве базового варианта без NS в настоящей работе использовалась опция «Pbrw» [3], в которой $R_{p,n} = 6,624$ фм, $a_{p,n} = 0,549$ фм и $\Delta r_{np} = 0$.

3. СРЕДНИЕ МНОЖЕСТВЕННОСТИ НУКЛОНОВ В ЦЕНТРАЛЬНЫХ СОБЫТИЯХ

С помощью модели ААМСС были вычислены средние множественности спектаторных нуклонов и фрагментов без учета NS ($\Delta r_{np} = 0$) и с учетом NS ($\Delta r_{np} = 0,15$ фм) для ^{208}Pb - ^{208}Pb -столкновений на SPS при энергии пучка 158А ГэВ ($\sqrt{s_{NN}} = 17,21$ ГэВ), см. рис. 1. Для сравнения на этом же рисунке даны результаты эксперимента NA49 [1], в котором были измерены средние числа нейтронов, протонов и дейтронов в центральных событиях: 9 нейтронов, 7 протонов и 0,5 дейтрона. Следует отметить, что два используемых в расчетах способа вычисления энергии возбуждения префрагментов дают существенно разные средние числа спектаторных нуклонов. Меньшая энергия возбуждения префрагмента, оцениваемая с помощью аппроксимации ALADIN, позволяет в результате его распада части нуклонов оставаться в связанном состоянии, формируя ядра ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , как это видно из рис. 1. Напротив, вычисления с формулой Эриксона дают в среднем на событие немного более одного дейтрона, причем более тяжелые ядра практически отсутствуют, а полное число свободных нуклонов-спектаторов превышает 20. Сравнение с экспериментом NA49 [1] говорит в пользу результатов ААМСС, полученных с помощью формулы Эриксона, поэтому в дальнейшем будет использоваться именно этот способ вычисления энергии возбуждения префрагментов. В будущем необходима настройка или модификация модели ААМСС для точного описания экспериментальных данных NA49, но, как будет показано ниже, выводы о чувствительности результатов вычислений к учету NS можно сделать и с помощью текущей версии ААМСС. Из рис. 1 следует, что

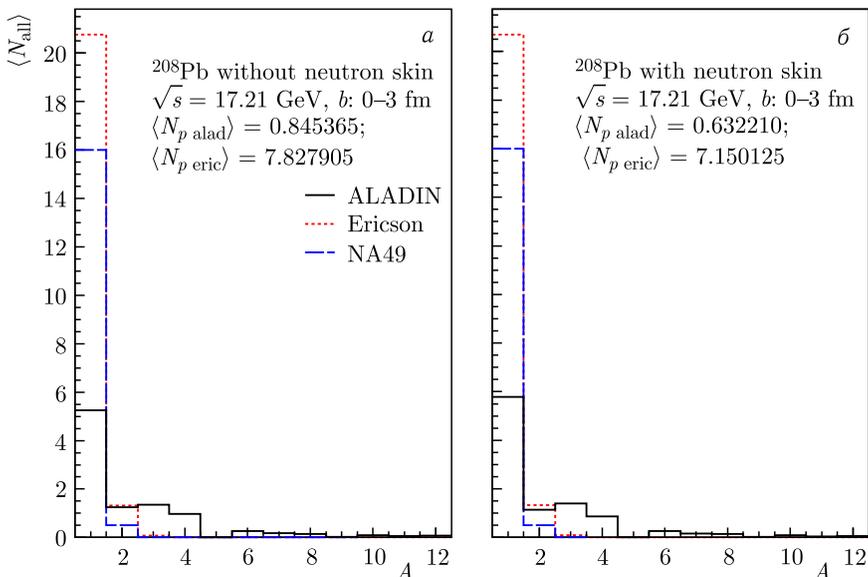


Рис. 1. Средние множественности спектаторных нуклонов и фрагментов в зависимости от их массы, вычисленные с помощью модели ААМСС для центральных ($b < 3$ фм) ^{208}Pb - ^{208}Pb -столкновений на SPS при энергии пучка 158А ГэВ. Штриховые гистограммы представляют вычисления с использованием формулы Эриксона, сплошные — с аппроксимацией ALADIN. На рис.а представлены результаты вычислений без учета NS ($\Delta r_{np} = 0$), на рис.б — с учетом NS ($\Delta r_{np} = 0,15$ фм). Точечная гистограмма представляет результаты эксперимента NA49 [1]

средние числа спектаторных нуклонов слабо зависят от наличия NS, поэтому ниже рассматриваются более детальные характеристики центральных событий ядро-ядерных столкновений. При включении в расчет NS среднее число спектаторных нейтронов растет, а среднее число протонов в составе спектаторов падает, поэтому их сумма меняется незначительно.

4. СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ОПРЕДЕЛЕННОГО КОЛИЧЕСТВА СПЕКТАТОРНЫХ НЕЙТРОНОВ

На рис.2 представлены сечения вылета определенного количества спектаторных нейтронов при произвольном количестве протонов, вычисленные с помощью модели ААМСС для центральных ^{208}Pb - ^{208}Pb -столкновений на SPS и LHC. В расчетах, учитывающих NS, наблюдается уменьшение сечений каналов с 1–3 нейтронами до 20% при небольшом их увеличении (~ 5 –10%) на больших множественностях,

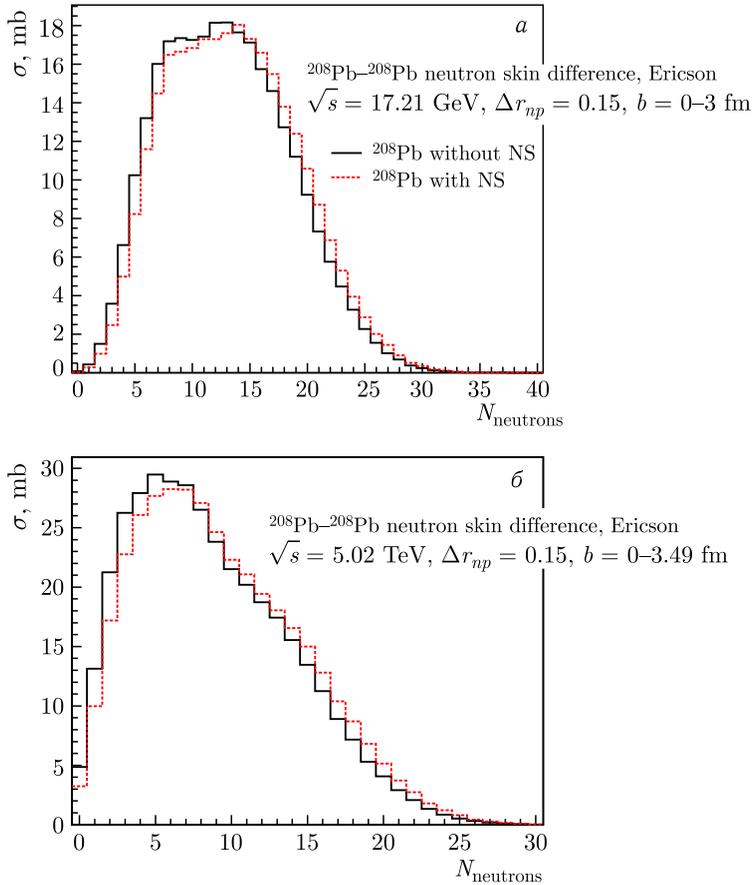


Рис. 2. Сечения вылета определенного количества спектаторных нейтронов, вычисленные с помощью модели ААМСС для центральных ($b < 3$ фм) ^{208}Pb – ^{208}Pb -столкновений на SPS при энергии пучка 158А ГэВ (а) и для центральных ($b < 3.49$ фм) столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ (б). Представлены результаты с использованием формулы Эриксона для энергии возбуждения префрагментов. Сплошная гистограмма представляет результаты вычислений без учета NS ($\Delta r_{np} = 0$), точечная — с учетом NS ($\Delta r_{np} = 0,15$ фм)

но в целом эффект NS выражен умеренно. Поэтому далее были вычислены сечения вылета определенного количества спектаторных нейтронов, которые не сопровождаются протонами (рис. 3). Оказалось, что эффект NS значительно более заметен в беспротонных событиях, где сечения событий с 1–12 спектаторными нейтронами увеличиваются более чем вдвое при учете NS. При этом рост выходов нейтронов наблюдается при любых множественностях. Именно такие сечения

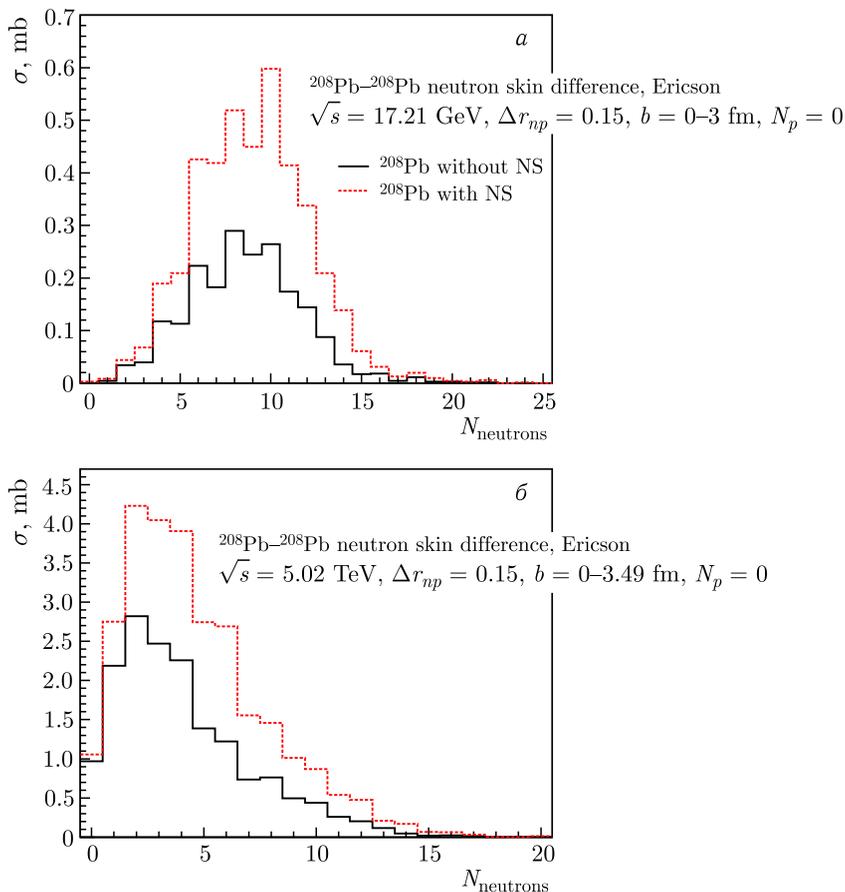


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но при отсутствии спектаторных протонов

наиболее чувствительны к NS и могут быть предложены для измерений в центральных событиях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В центральных столкновениях одинаковых тяжелых релятивистских ядер их далекая ядерная периферия может быть «срезана» в качестве спектаторных нуклонов и изучена в передних калориметрах на предмет величины n/p -отношения. Предложенный в настоящей работе метод изучения избытка нейтронов (NS) на поверхности ядер посредством анализа количества нейтронов-спектаторов и протонов-спектаторов в центральных столкновениях ядер является достаточно простым.

Его реализация не требует сооружения новых экспериментальных установок и может быть выполнена в любом эксперименте, оснащенном детекторами спектаторных нейтронов и спектаторных протонов. Измерения могут быть проведены параллельно с другими исследованиями центральных ядро-ядерных столкновений. Этот метод может дополнить арсенал уже известных методов ядерной физики, используемых для изучения NS.

Следует отметить, что не для всех ядер, пучки которых используются в экспериментах по взаимодействиям ядер высоких энергий, собрана полная и исчерпывающая информация об их ядерной структуре. Это связано с тем, что некоторые изотопы пригодны для использования в ионных источниках, однако из них невозможно приготовить мишени, достаточно толстые, например, для исследования рассеяния на них электронов, гамма-квантов или нейтронов с целью измерения распределения зарядовой или нейтронной плотности в таких изотопах. Интересно, что в отдельных работах предлагается информацию о структуре ядер получать непосредственно в экспериментах по высокоэнергетическим ядро-ядерным столкновениям. Например, в работе [25] было предложено использовать дифференциальные сечения фоторождения ρ^0 -мезонов в ультрапериферических столкновениях ядер ^{129}Xe на LHC для определения распределения ядерной плотности в этих ядрах и их радиусов. Аналогичные задачи может решать предлагаемый в настоящей работе метод исследования ядерной периферии в центральных столкновениях ядер.

В настоящей работе влияние NS на выходы нейтронов-спектаторов было исследовано на примере столкновений ядер ^{208}Pb . С одной стороны, именно такие столкновения изучались в ЦЕРН на ускорителях SPS и LHC, а характеристики NS для сферически-симметричного дважды магического ядра ^{208}Pb рассматривались во многочисленных упомянутых выше публикациях. С другой стороны, предлагаемые измерения спектаторов было бы интересно выполнить не только для ^{208}Pb , но и для других близких по массе и заряду ядер, имеющих иные характеристики NS. Сравнение полученных экспериментальных результатов позволило бы сделать выводы о NS в таких ядрах. Известно, что экспериментальная программа на ускорительном комплексе NICA [26, 27] предполагает изучение столкновений ядер золота ^{197}Au . Но в последнее время рассматриваются и ядра ^{209}Bi [28], которые в отношении NS близки к ^{208}Pb . Действительно, в работе [29] найдено, что $\Delta r_{np} = (0,16 \pm 0,02 \text{ (стат.)} \pm 0,04 \text{ (сист.)})$ фм для ^{208}Pb и $\Delta r_{np} = (0,14 \pm 0,04) \text{ (стат.)} \pm 0,04 \text{ (сист.)}$ фм для ^{209}Bi . Сравнение результатов измерений, выполненных на SPS и LHC и на NICA для ^{208}Pb и ^{197}Au , ^{209}Bi соответственно, представляет особый интерес.

Один из авторов (И.П.) благодарен Дариушу Мисковцу (Dariusz Miskowiec) и Кьяре Опедисано (Chiara Orpedisano) за обсуждения, стимулировавшие начало данной работы. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-02-40035-мега.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *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.
2. *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.
3. *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.
4. *Steiner A., Prakash M., Lattimer J., Ellis P.* Isospin Asymmetry in Nuclei and Neutron Stars // *Phys. Rep.* 2005. V. 411, No. 6. P. 325–375.
5. *Horowitz C. J., Piekarewicz J.* Neutron Star Structure and the Neutron Radius of ^{208}Pb // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 86, No. 25. P. 5647–5650.
6. *Bertulani C. A., Valencia J.* Neutron Skins as Laboratory Constraints on Properties of Neutron Stars and on What We Can Learn from Heavy Ion Fragmentation Reactions // *Phys. Rev. C*. 2019. V. 100, No. 1. P. 015802.
7. *Brown B. A.* Neutron Radii in Nuclei and the Neutron Equation of State // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 85, No. 25. P. 5296–5299.
8. *Tsang M. B., Stone J. R., Camera F., Danielewicz P., Gandolfi S., Hebeler K., Horowitz C. J., Lee J., Lynch W. G., Kohley Z., Lemmon R., Möller P., Murakami T., Riordan S., Roca-Maza X., Sammarruca F., Steiner A. W., Vidaña I., Yennello S. J.* Constraints on the Symmetry Energy and Neutron Skins from Experiments and Theory // *Phys. Rev. C*. 2012. V. 86, No. 1. P. 015803.
9. *Trzcińska A., Jastrzębski J., Lubiński P., Hartmann F. J., Schmidt R., von Egidy T., Klos B.* Neutron Density Distributions Deduced from Antiprotonic Atoms // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 87, No. 8. P. 082501.
10. *Tarbert C. M. et al. (Crystal Ball at MAMI and A2 Collabs.)*. Neutron Skin of Pb-208 from Coherent Pion Photoproduction // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 112, No. 24. P. 242502.
11. *Ma C. W., Fu Y., Fang D. Q., Ma Y. G., Cai X. Z., Tian W. D., Wang K., Zhong C.* Isospin Effect and Isoscaling Phenomenon in Projectile Fragmentation // *Intern. J. Mod. Phys. E*. 2008. V. 17, No. 9. P. 1669–1680.
12. *Fang D. Q., Ma Y. G., Cai X. Z., Tian W. D., Wang H. W.* Neutron Removal Cross Section as a Measure of Neutron Skin // *Phys. Rev. C*. 2010. V. 81, No. 4. P. 047603.
13. *Fang D. Q., Ma Y. G., Cai X. Z., Tian W. D., Wang H. W.* Effects of Neutron Skin Thickness in Peripheral Nuclear Reactions // *Chin. Phys. Lett.* 2011. V. 28, No. 10. P. 10–13.

14. *Aumann T., Bertulani C.A., Schindler F., Typel S.* Peeling off Neutron Skins from Neutron-Rich Nuclei: Constraints on the Symmetry Energy from Neutron-Removal Cross Sections // *Phys. Rev. Lett.* 2017. V. 119, No. 26. P. 262501.
15. *Alvioli M., Strikman M.* Spin-Isospin Correlated Configurations in Complex Nuclei and Neutron Skin Effect in W^\pm Production in High-Energy Proton-Lead Collisions // *Phys. Rev. C.* 2019. V. 100, No. 2. P. 024912.
16. *De S.* The Effect of Neutron Skin on Inclusive Prompt Photon Production in Pb + Pb Collisions at Large Hadron Collider Energies // *J. Phys. G.* 2017. V. 44, No. 4. P. 045104.
17. *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.
18. *Pshenichnov I. A., Dmitrieva U. A., Svetlichnyi A. O.* Secondary Nuclei from Peripheral and Ultraperipheral Collisions of Relativistic Heavy Ions // *Ibid.* P. 1007–1011.
19. *Bondorf J., Botvina A., Iljinov A., Mishustin I., Sneppen K.* Statistical Multifragmentation of Nuclei // *Phys. Rep.* 1995. V. 257, No. 3. P. 133–221.
20. *Allison J. et al. (Geant4 Collab.).* Recent Developments in Geant4 // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2016. V. 835. P. 186–225.
21. *Ericson T.* The Statistical Model and Nuclear Level Densities // *Adv. Phys.* 1960. V. 9, No. 36. P. 425–511.
22. *Botvina A., Mishustin I., Begemann-Blaich M., Hubele J., Imme G., Iori I., Kreuz P., Kunde G., Kunze W., Lindenstruth V., Lynen U., Moroni A., Müller W., Ogilvie C., Pochodzalla J., Raciti G., Rubehn T., Sann H., Schüttauf A., Seidel W., Trautmann W., Wörner A.* Multifragmentation of Spectators in Relativistic Heavy-Ion Reactions // *Nucl. Phys. A.* 1995. V. 584, No. 4. P. 737–756.
23. *Jones A. B., Brown B. A.* Two-Parameter Fermi Function Fits to Experimental Charge and Point-Proton Densities for Pb-208 // *Phys. Rev. C.* 2014. V. 90, No. 6. P. 067304.
24. *Miller G. A.* Coherent-Nuclear Pion Photoproduction and Neutron Radii // *Phys. Rev. C.* 2019. V. 100, No. 4. P. 44608.
25. *Guzey V., Kryshen E., Zhalov M.* Photoproduction of Light Vector Mesons in Xe–Xe Ultraperipheral Collisions at the LHC and the Nuclear Density of Xe-129 // *Phys. Lett. B.* 2018. V. 782. P. 251–255.
26. *Golubeva M. B., Guber F. F., Ivashkin A. P., Isupov A. Y., Kurepin A. B., Litvinenko A. G., Litvinenko E. I., Migulina I. I., Peresedov V. F.* Nuclear-Nuclear Collision Centrality Determination by the Spectators Calorimeter for the MPD Setup at the NICA Facility // *Phys. At. Nucl.* 2013. V. 76, No. 1. P. 1–15.
27. *Golovatyuk V., Kekelidze V., Kolesnikov V., Rogachevsky O., Sorin A.* Multi-Purpose Detector to Study Heavy-Ion Collisions at the NICA Collider // *Nucl. Phys. A.* 2019. V. 982. P. 963–966.
28. *Bauer D. A., Karlovets D. V., Serbo V. G.* Bound-Free Pair Production in Relativistic Nuclear Collisions from the NICA to the HE LHC Colliders // *Eur. Phys. J. A.* 2020. V. 56, No. 8. P. 4–8.

29. *Klos B., Trzcinska A., Jastrzebski J., Czosnyka T., Kisieliński M., Lubirski P., Napiorkowski P., Pienkowski L., Hartmann F.J., Ketzer B., Ring P., Schmidt R., von Egidy T., Smolańczuk R., Wycech S., Gulda K., Kurcewicz W., Widmann E., Brown B.A.* Neutron Density Distributions from Antiprotonic Pb-208 and Bi-209 Atoms // *Phys. Rev. C.* 2007. V.76, No.1. P.014311.