

Зависимость n/p отношения в спектаторной материи от энергии и массы сталкивающихся ядер

Р. С. Непейвода^{1,2,*}, А. О. Светличный^{1,2,†}

¹Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет)

Россия, 141700, Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9

²Институт ядерных исследований Российской академии наук

Россия, 117312 Москва, проспект 60-летия Октября, д. 7а

(Поступила в редакцию 31.01.2021, подписана в печать 31.05.2021)

С помощью модели Abrasion-Ablation Monte Carlo for Colliders (ААМСС) исследовано n/p -отношение для свободных нуклонов-спектаторов в столкновениях релятивистских ядер. Вычисленная зависимость n/p -отношения от центральности сопоставлена с экспериментальными данными для столкновений ядер ^{208}Pb с энергией 158А ГэВ с мишенью ^{208}Pb , полученными в эксперименте NA49 на CERN SPS. Для столкновений ядер углерода, меди, ксенона и золота на коллайдере NICA при $\sqrt{s_{NN}} = 5$ ГэВ n/p -отношение исследовано в зависимости от массы сталкивающихся ядер. Показаны универсальность n/p -отношения для различных начальных энергий столкновения и влияние на него испарения нуклонов из возбуждённой спектаторной материи. Полученные результаты могут быть использованы для определения центральности по составу спектаторной материи в эксперименте MPD на коллайдере NICA или в эксперименте ALICE на коллайдере LHC.

PACS: 25.75.-q, 25.70.Pq

УДК: 539.172.8

Ключевые слова: ядро-ядерные столкновения, определение центральности, n/p -отношение.

ВВЕДЕНИЕ

Основным объектом исследования в экспериментах по изучению столкновений релятивистских ядер является образование горячей и плотной материи — кварк-глюонной плазмы. В каждом отдельном событии ядро-ядерных столкновений эффективность конверсии начальной кинетической энергии ядер в разогрев ядерной материи определяется степенью перекрытия сталкивающихся ядер. Поэтому измеряемые в каждом событии характеристики вторичных частиц принято соотносить с величиной прицельного параметра b , определяемого как расстояние между параллельными прямыми, по которым двигались центры ядер до момента столкновения.

Определение объема не взаимодействующей спектаторной материи путем подсчета сохраняющих начальную энергию не взаимодействующих нуклонов является одним из способов оценки диапазона b , к которому относится данное событие [1]. Такие нуклоны регистрируются посредством передних нейтронных и протонных калориметров, таких как, например, Zero Degree Calorimeters (ZDC) [2] в эксперименте ALICE [3], или передних калориметров в экспериментах BM@N и MPD [4] на создаваемом комплексе NICA [5]. При этом во всех этих экспериментах по причине ограниченного акцептанса отсутствует возможность регистрации всех нуклонов спектаторной материи в событии, включая остающиеся связанными в спектаторных ядерных фрагментах.

В частности, в эксперименте MPD [4] оба передних адронных калориметра (FHCAL), расположенные с двух сторон от точки взаимодействия, имеют сквозные отверстия, предназначенные для прохождения пучков коллайдера NICA. В эти отверстия может попадать некоторая часть тяжелых спектаторных фрагментов, поэтому однозначное определение центральности исключительно по количеству свободных нуклонов-спектаторов оказывается затруднено. Действительно, как было показано в работе [6], как центральные, так и периферические события характеризуются небольшим количеством свободных спектаторных нуклонов, что затрудняет их классификацию посредством определения количества спектаторных нуклонов по энергии в FHCAL. Необходимо найти дополнительные характеристики спектаторной материи, позволяющие отличать периферические события от центральных.

В настоящей работе изучается n/p -отношение для свободных спектаторных нуклонов как функция прицельного параметра для легких и тяжелых сталкивающихся ядер в широком диапазоне начальных энергий. Для этого с помощью разработанной ранее модели Abrasion-Ablation Monte Carlo for Colliders (ААМСС) [6] выполнено моделирование C-C, Cu-Cu, Xe-Xe, Au-Au столкновений при энергиях коллайдера NICA. Следует подчеркнуть, что фрагментация спектаторной материи на заряженные фрагменты ранее изучалась во многих экспериментах, см. например [7], однако нейтроны в них не регистрировались. Ниже в разделе 2 будет показано, что n/p -отношение позволяет отличать периферические события от центральных. Для исследования зависимости n/p -отношения от начальной энергии сталкивающихся ядер выполнены вычисления для Pb-Pb столк-

*E-mail: nepeyvoda.rs@phystech.edu

†E-mail: aleksandr.svetlichnyy@phystech.edu

новений в эксперименте с фиксированной мишенью на CERN SPS и при энергиях коллайдера LHC.

1. МОДЕЛЬ ААМСС

1.1. Общее описание модели

Моделирование образования спектаторной материи в столкновениях релятивистских ядер с помощью модели ААМСС выполняется в два этапа. На первом этапе моделируется выбивание нуклонов–партисипантов из начальных ядер (abrasion), в результате которого образуется возбуждённый префрагмент из непротиводействовавших нуклонов–спектаторов. На втором этапе — стадии девозбуждения — происходит распад этого префрагмента на нуклоны–спектаторы и ядерные фрагменты–спектаторы.

После розыгрыша положений нуклонов согласно распределениям ядерной плотности нейтронов и протонов моделируется столкновение ядер и вычисление количества взаимодействующих нуклонов в каждом событии на стадии abrasion. Для этого используется известная модель Glauber Monte Carlo 3.0 (GMC) [8]. Особенностью данной модели является возможность учёта флуктуаций положений отдельных внутриядерных нуклонов методом Монте–Карло и их влияния на разнообразные характеристики ядро–ядерных столкновений. Это позволяет установить связь начальных условий столкновения (прицельного параметра, формы области перекрытия ядер) с наблюдаемыми в эксперименте величинами. В модели GlauberMC входными параметрами являются профиль ядерной плотности и сечение нуклон–нуклонного взаимодействия. В данной работе профиль ядерной плотности параметризовался распределением Вудса–Саксона без учета различий ядерной плотности для нейтронов и протонов, взятым из работы [8]. Сечение нуклон–нуклонного взаимодействия для кинетической энергии ядра–снаряда ниже 425 А ГэВ вычислялось согласно работе [9], а при больших энергиях — согласно работе [8].

Следующая стадия ablation начинается с розыгрыша энергии возбуждения префрагмента. Известно, что параметризация энергии возбуждения оказывает непосредственное влияние на конечные распределения спектаторных фрагментов по заряду и массе. Следуя работе [10], в ААМСС были реализованы три различных метода вычисления энергии возбуждения префрагмента. В первом методе, основанном на формуле Эриксона [11], предполагается постоянное распределение плотности дырочных состояний по энергии, которые возникают в результате выбивания из начальных ядер нуклонов–партисипантов. Во втором методе используется аналогичная формула Гамара–Шмидта [12], но с линейной зависимостью плотности дырочных состояний. Наконец, в третьем методе используется феноменологическая корреляция между массой префрагмента и его энергией возбуждения на нуклон, пред-

ложенная в эксперименте ALADIN [12]. В настоящей работе для вычисления энергий возбуждения префрагментов использовалась формула Эриксона.

На текущий момент основные механизмы распада ядер собраны и реализованы в программном пакете Geant4 [16], откуда в ААМСС были взяты модели испарения нуклонов и лёгких фрагментов из ядер (см. 1), статистической мультифрагментации (SMM) [17] и Ферми–распада сильновозбуждённых лёгких ядер ($A < 17$, $Z < 9$) [18]. Распад префрагмента, состоящего из спектаторных нуклонов исходного ядра, определяется его энергией возбуждения, приходящейся на нуклон E/A_{pf} . Если $E/A_{pf} \geq 3$ МэВ/нуклон, то префрагмент претерпевает взрывной распад на несколько фрагментов, как минимум один из которых является фрагментом промежуточной массы ($3 \leq Z_F \leq 30$), после которого горячие фрагменты испытывают последовательный выброс частиц (испарение), деление или Ферми–распад. При меньшем же значении E/A_{pf} этап моделирования взрывного распада пропускается, и для префрагмента моделируется испарение, деление или Ферми–распад.

1.2. Описание испарительной модели

Образование свободных нуклонов происходит в основном в процессе их испарения из возбуждённого префрагмента. При изучении выходов лёгких фрагментов и нуклонов, в нашем случае n/p –отношения, для детального анализа результатов моделирования ААМСС важно понимать, как устроена используемая при расчётах испарительная модель из библиотеки Geant4.

Традиционно выходы частиц из образовавшегося (составного) компаунд–ядра в низкоэнергетических ядерных реакциях, инициированных протонами, нейтронами и альфа–частицами, рассчитываются в рамках теории Хаузера и Фешбахера [19], а предшествующие образованию такого ядра предравновесные реакции — с помощью экситонных моделей, описывающих возбуждение основного состояния ядра посредством образования под действием налетающих на ядро частиц одночастичных возбуждений — частиц и дырок — и последующей их эволюции [20].

На практике для расчёта плотности уровней в испарительных процессах используется модель вырожденного Ферми–газа Вайскопфа [21], учитывающая поправки Гурвица и Бете [22] на смещение основного состояния:

$$\rho(E) = C \exp(2\sqrt{a(E - \delta)}), \quad (1)$$

$$a(E, A, Z) = \tilde{a}(A) \left\{ 1 + \frac{\delta}{E} [1 - \exp(-\gamma E)] \right\}, \quad (2)$$

где δ — поправка на энергию спаривания нуклонов в дочернем ядре [23], $\tilde{a}(A)$ — асимптотический параметр плотности уровней при $\delta \approx 0$, γ — параметр затухания, а C — нормировочная константа, не вносящая

вклада в искомую ширину распада, так как выражение для вероятности испустить частицу с кинетической энергией ε (для ядра с энергией возбуждения E^*) содержит только отношения плотностей уровней:

$$P_j(\varepsilon)d\varepsilon = g_j \cdot \sigma_{inv}(\varepsilon) \frac{\rho_d(E_{max} - \varepsilon)}{\rho_i(E^*)} \varepsilon d\varepsilon \quad (3)$$

Статистический фактор (кратность вырождения) для испущенной частицы со спином s_j и массой m_j :

$$g_j = \frac{(2s_j + 1)m_j}{(\pi\hbar)^2}, \quad (4)$$

здесь $\rho_i(E^*)$ — плотность уровней исходного ядра, $\rho_d(E_{max} - \varepsilon)$ — плотность уровней остаточного ядра, E_{max} — максимальная энергия, которую может унести частица j , а σ_{inv} — сечение образования составного ядра в обратной реакции.

С учётом аппроксимаций для сечений обратной реакции и соответствующих плотностей распределения уровней остаточного и исходного ядер, описанных в работе [24], а также формулы для максимальной энергии в испарительном процессе (например, максимальной кинетической энергии выходящего фрагмента), предусматривающей энергию отдачи ядра:

$$\varepsilon_j^{\max} = \frac{(M_i + E^* - \delta)^2 + M_j^2 - M_d^2}{2(M_i + E^* - \delta)} - M_j, \quad (5)$$

(где M_i — масса промежуточного ядра, M_d — масса конечного ядра и M_j — масса испаренного фрагмента) — можно вычислить ширину распада фрагмента j интегрированием выражения (3) по кинетической энергии ε_j :

$$\Gamma_j = \hbar \int_{V_j}^{\varepsilon_j^{\max}} P(\varepsilon_j) d\varepsilon_j, \quad (6)$$

где стоящее в нижнем пределе интегрирования выражение $V_j = k_j \frac{Z_j Z_d e^2}{R_c}$ — электростатический кулоновский барьер с поправкой на туннельный эффект в виде константы k_j и поправкой на разделение центров ядер $R_c = R_j + R_d$ ($R_{j,d} = r_c A_{j,d}^{1/3}$). При этом r_c согласно [22] вычисляется как:

$$r_c = 2.173 \cdot \frac{1 + 0.006103 \cdot Z_N Z_d}{1 + 0.009443 \cdot Z_N Z_d}. \quad (7)$$

Аналитически полученное выражение (6) и используется при моделировании.

2. АНАЛИЗ n/p -ОТНОШЕНИЯ

Характеристики спектаторной материи отражают степень центральности каждого события: чем выше центральность столкновения — меньше прицельный параметр b — тем меньше нуклонов-спектаторов,

как связанных, так и свободных, продолжают движение под небольшим углом к оси пучка. В связи с этим необходимо найти и исследовать чувствительные к центральности характеристики спектаторной материи, наблюдаемые экспериментально. Одной из таких характеристик является рассматриваемое в данной работе n/p -отношение свободных нуклонов.

Для сравнения полученных с помощью ААМСС выходов свободных нуклонов была выбрана работа коллаборации NA49 на ускорителе CERN SPS, в которой описан эксперимент по столкновению ядер ^{208}Pb с энергией 158А ГэВ со свинцовой мишенью [25]. Экспериментальная установка включала в себя два калориметра: кольцевой, детектирующий частицы, разлетающиеся под большими углами, и вето-калориметр, измеряющий энергию летящих вперёд фрагментов. Кроме этого для разделения фрагментов в соответствии с их отношением Z/A были предусмотрены два отклоняющих магнита.

Используя полученную в эксперименте корреляцию между энергиями E_R и E_V , выделившимися в кольцевом и вето калориметрах, соответственно, и генератор событий VENUS [26], с помощью моделирования авторам работы [25] удалось получить зависимость E_R от прицельного параметра b , а затем и n/p -отношение для спектаторных нуклонов в зависимости от b в различных интервалах центральности.

Соответствующие этим интервалам b средние значения n/p -отношения сопоставлены в таблице 1 с вычисленными с помощью модели ААМСС для тех же интервалов прицельного параметра. Помимо этого, для демонстрации универсальности поведения n/p -отношения при разных энергиях столкновений ядер в таблицу также включены результаты ААМСС для ^{208}Pb - ^{208}Pb столкновений на коллайдере LHC при $\sqrt{s_{NN}} = 5$ ТэВ. В этой таблице представлены только средние значения n/p -отношения для определённых диапазонов b , поэтому на рис. 1 дополнительно показаны распределения вероятности иметь данные значения n/p -отношения в каждом из указанных диапазонов b . Из этого рисунка видно, что распределения весьма широкие, поэтому даже в определённом фиксированном диапазоне b n/p -отношения в отдельных принадлежащих этому диапазону событиях могут отличаться в несколько раз.

В табл. 1 расчетные и измеренные n/p -отношения растут с увеличением b и в целом совпадают в пределах экспериментальных погрешностей. Модель ААМСС объясняет такой рост в периферических взаимодействиях преимущественным испарением нейтронов тяжелыми спектаторными фрагментами по отношению к испарению протонов, подавленному кулоновским барьером тяжелых ядер (см. раздел 1). В центральных столкновениях, при небольших значениях прицельного параметра, энергия возбуждения префрагмента большая (> 3 МэВ/нуклон), поэтому после мультифрагментации разница между испарением нейтронов и протонов несущественна. Распределение

Таблица 1. Измеренное [25] и вычисленное с помощью модели ААМСС n/p -отношение для спектаторных нуклонов для пяти интервалов прицельного параметра b в столкновениях ядер ^{208}Pb с энергией 158А ГэВ с мишенью ^{208}Pb . Для сравнения в последней строчке приведены результаты в ^{208}Pb - ^{208}Pb столкновениях на ЛНС при $\sqrt{s_{NN}} = 5$ ТэВ

	$\langle b \rangle$, фм	2.1 ± 0.9	3.7 ± 0.9	5.4 ± 0.7	6.9 ± 0.7	8.4 ± 0.7
n/p	Эксперимент [25]	1.3 ± 0.3	1.4 ± 0.3	1.7 ± 0.2	1.9 ± 0.3	1.9 ± 0.3
	ААМСС, 158А ГэВ	1.9 ± 0.8	1.8 ± 0.6	1.9 ± 0.5	2.3 ± 0.7	3.3 ± 0.8
	ААМСС, $\sqrt{s_{NN}} = 5$ ТэВ	1.9 ± 0.9	1.8 ± 0.8	1.8 ± 0.5	2.0 ± 0.6	2.7 ± 0.8

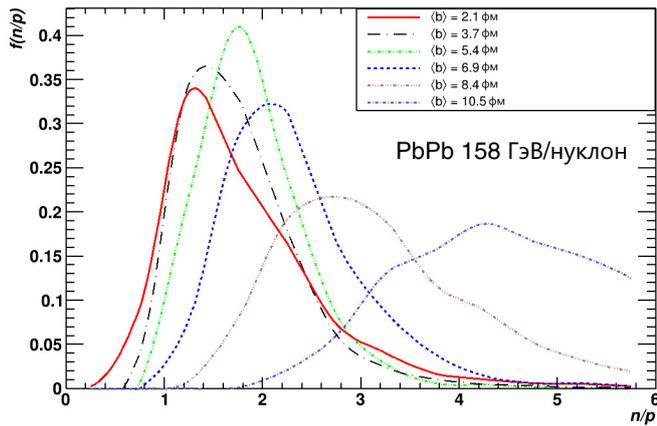


Рис. 1. Распределения плотности вероятности значений n/p -отношения, вычисленные с помощью модели ААМСС с аппроксимацией энергии возбуждения с помощью формулы Эриксона для шести интервалов b в столкновениях ядер ^{208}Pb с энергией 158А ГэВ с мишенью ^{208}Pb

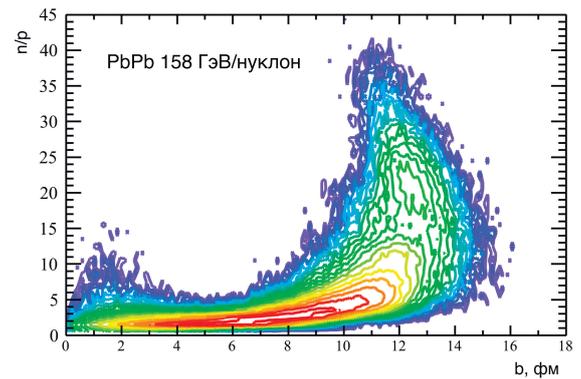


Рис. 2. Двумерная гистограмма n/p -отношение — прицельный параметр, полученная с помощью модели ААМСС с использованием формулы Эриксона для столкновений ядер ^{208}Pb с энергией 158А ГэВ с мишенью ^{208}Pb

n/p -отношения для спектаторных нуклонов представлено в виде двумерной гистограммы на рис. 2 в зависимости от b . Из этого рисунка видно, что в центральных столкновениях n/p -отношение близко к соотношению между нейтронами и протонами в исходном ядре свинца ($n/p_{Pb} = 1.536$), а с ростом прицельного параметра b , в периферических столкновениях, энергия возбуждения префрагмента становится меньше, поэтому испарение протонов оказывается подавленным кулоновским барьером по сравнению с испарением нейтронов. Помимо этого, в связи с флуктуациями значений энергии возбуждения и вероятностного характера прохождения протонов кулоновского барьера при больших b наблюдается уширение распределений n/p -отношения.

Как показывают расчеты, n/p -отношение для спектаторных нуклонов в зависимости от b может служить дополнительным показателем центральности в столкновениях средних и тяжелых ядер. Для периферических событий (табл. 1) это отношение значительно превышает величину соотношения между нейтронами и протонами в начальном ядре. Однако, такой маркер не применим к столкновениям легких ядер вви-

ду примерно равного единице изначального соотношения между протонами и нейтронами в них, а также низкого кулоновского барьера. Это можно видеть из сравнения результатов ААМСС для С-С, Си-Си, Хе-Хе, Ау-Ау столкновений при энергии коллайдера NICA $\sqrt{s_{NN}} = 5$ ГэВ, представленных на рис. 3. На этом рисунке видно, что в столкновениях лёгких ядер углерода не наблюдается роста n/p -отношения при увеличении относительного значения прицельного параметра b/b_{max} (где b_{max} соответствует сумме радиусов сталкивающихся ядер), в то время как рост n/p -отношения для периферических Хе-Хе и Ау-Ау столкновений весьма значителен.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе с помощью модели ААМСС было исследовано n/p -отношение для спектаторных нуклонов в столкновениях легких, средних и тяжелых ядер при различных начальных энергиях. Показано, что n/p -отношение для свободных спектаторных нуклонов, проявляя независимость от энергии столк-

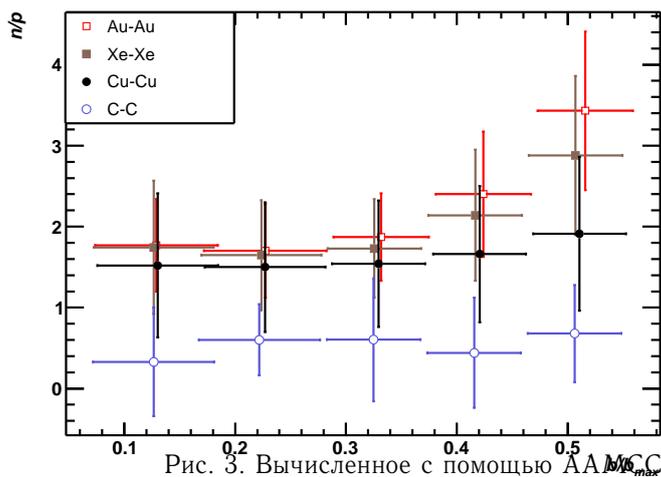


Рис. 3. Вычисленное с помощью $\frac{AA}{M_{CS}}$ n/p -отношение в C – C, Cu – Cu, Xe – Xe, Au – Au столкновениях на NICA при $\sqrt{s_{NN}} = 5$ ГэВ в зависимости от относительного значения прицельного параметра b/b_{max} , где b_{max} соответствует сумме радиусов сталкивающихся ядер

новения, является важным показателем центральности в столкновениях средних и тяжёлых ядер, что может быть использовано, например, в эксперименте ALICE

на LHC ввиду наличия в этом эксперименте как протонного, так и нейтронного ZDC. Рост n/p -отношения, начиная со значения равного отношению нейтронов и протонов в исходном ядре, с увеличением b обусловлен влиянием кулоновского барьера при сравнительно небольших энергиях возбуждения префрагмента ($E/A_{pf} < 3$ МэВ/нуклон), когда основной модой распада является испарение. С другой стороны, было предсказано, что в столкновениях лёгких ядер роста n/p -отношения в периферических событиях не происходит, так как, во-первых, в лёгких ядрах не наблюдается изначальной асимметрии количества нейтронов и протонов, а, во-вторых, префрагмент с небольшим общим зарядом обладает меньшей высотой кулоновского барьера, что влечёт за собой слабый рост n/p -отношения.

Благодарности

Авторы выражают благодарность И. А. Пшеничнову за помощь в подготовке настоящей работы. Данное исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-02-40035-мега.

- [1] Abelev B., Adam J., Adamova D. et al. // Phys. Rev. C. 2013. **88**, 4, P.044909.
- [2] Oppedisano C., Araldi R., Chiavassa E. et al. // Nucl. Phys. B Proc. Suppl. 2009. **197**, P.206.
- [3] Aamodt K. et al., (ALICE Collaboration) // JINST. 2008. **3**, P.08002.
- [4] Ivashkin A., Finogeev D., Golubeva M. et al. // EPJ Web of Conf. 2019. **204**, P.07002.
- [5] Sorin A., Kekelidze V., Kovalenko A. et al. // Nucl. Phys. A. 2011. **855**, P.510.
- [6] Svetlichniy A., Pshenichnov I. // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2020. **84**, P.1103.
- [7] Trautmann W., Adloff J.C., Begemann-Blaich M. et al. // Nucl. Phys. A. 1992. **538**, P.473.
- [8] Loizides C., Kamin J., d'Enterria D. // Phys. Rev. C. 2018. **97**, P.054910.
- [9] Bystricky J., La France P., Lehar F. et al. // Journal de Physique. 1987. **48**, 11, P.1901.
- [10] Scheidenberger C., Pshenichnov I., Sümmerer K. et al. // Phys. Rev. C. 2004. **70**, P.014902.
- [11] Ericson T. // Adv. Phys. 1960. **9**, P.425.
- [12] Gaimard T.J., Schmidt K. // Nucl. Phys. A. 1991. **531**, P.709.
- [13] Botvina A.S., Mishustin I. N., Begemann-Blaich M. et al. // Nucl. Phys. A. 1995. **584**, 4, P.737.
- [14] d'Agostino, Mastinu P.F., Milazzo P.M. et al. // Physics Letters B. 1996. **368**, 4, P.259.
- [15] Peaslee Graham F., Tsang M.B., Schwarz C. et al. // Physical Review C. 1994. **49**, 5, P.2271.
- [16] Allison J. et al., (Geant4 Collaboration) // Nucl. Instrum. Methods Phys. 2016. **835**, 5, P.186.
- [17] Bondorf J., Botvina A., Iljinov A. et al. // Phys.Rep. 1995. **257**, P.133.
- [18] Fermi E. // Prog. Th. Phys. 1950 **5**, P.570–583.
- [19] Hauser W., Feshbach H. // Physical review. 1952. **87**, 2, P.366.
- [20] Griffin James J. // Phys. Rev. Lett. 1966. **17**, 9, P.478.
- [21] Weisskopf V. // Phys. Rev. 1937. **52**, 4, P.295.
- [22] Hurwitz H., Bethe H. // Phys. Rev. 1951. **81**, 5, P.898.
- [23] Gilbert A., Cameron A. // Canadian Journal of Physics. 1965. **43**, 8, P.1446.
- [24] Dostrovsky Ii., Fraenkel Z., Friedlander G. // Phys. Rev. 1959. **116**, 3, P.683.
- [25] Appelshäuser H., Bächler J., Bailey S.J. et al. // Eur. J. Phys. A. 1998. **2**, P.383.
- [26] Werner K. // Phys. Rep. 1993. **232**, 2, P.87.

Dependance of n/p -ratio in spectator matter on the energy and mass of colliding nuclei

R. S. Nepeivoda^{1,2,a}, A. O. Svetlichnyi^{1,2,b}

¹Moscow Institute of Physics and Technology, Moscow region, Dolgoprudny 141701, Russia.

²Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow 117312, Russia.

E-mail: ^anepeyvoda.rs@phystech.edu, ^baleksandr.svetlichnyy@phystech.edu

The Abrasion-Ablation Monte Carlo for Colliders (AAMCC) model is used to study the n/p -ratio of free spectator nucleons in collisions of relativistic nuclei. The calculated centrality dependence of the n/p -ratio is compared with the experimental data for collisions of 158A GeV ^{208}Pb nuclei with ^{208}Pb target nuclei collected in the NA49 experiment at CERN SPS. For collisions of carbon, copper, xenon and gold nuclei at the NICA collider at $\sqrt{s_{NN}} = 5\text{ GeV}$, the n/p -ratio is investigated as a function of masses of colliding nuclei. The universality of the n/p -ratio is demonstrated for various collision energies. The impact of the evaporation of nucleons from excited spectator matter on n/p -ratio is also investigated. The obtained results can be used to determine collision centrality on the basis of the composition of spectator matter in the MPD experiment at NICA and in the ALICE experiment at the LHC.

PACS: 25.75.-q, 25.70.Pq.

Keywords: nucleus-nucleus collisions, centrality determination, n/p -ratio.

Received 31 January 2021.

Сведения об авторах

1. Непейвода Роман Сергеевич — магистрант МФТИ (НИУ), лаборант ИЯИ РАН;
e-mail: nepeyvoda.rs@phystech.edu.
2. Светличный Александр Олегович — аспирант, мл. науч. сотрудник МФТИ(НИУ), стажер-исследователь ИЯИ РАН;
e-mail: aleksandr.svetlichnyy@phystech.edu