

СТРУКТУРА ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ НА МАЛЫХ РАССТОЯНИЯХ

© 2019 г. Ю. Т. Киселев^{1)*}, Э. Я. Парьев^{1),2)}

Поступила в редакцию 31.01.2019 г.; после доработки 01.04.2019 г.; принята к публикации 01.04.2019 г.

В последние десятилетия достигнут существенный прогресс как в экспериментальном изучении, так и в теоретическом описании свойств холодной ядерной материи на малых межнуклонных расстояниях. В настоящей работе мы показываем, что, кроме известного метода исследования структуры ядер на малых расстояниях в процессах глубоко неупругого рассеяния лептонов, важным дополнительным источником информации являются процессы образования частиц в ядро-ядерных реакциях за пределами кинематики нуклон-нуклонных столкновений. Мы формулируем ряд предсказаний о поведении специфических характеристик таких процессов, которые могут быть извлечены из экспериментальных данных по столкновению ядер золота при энергии 2.4 ГэВ, полученных на установке HADES в исследовательском центре GSI (Германия).

DOI: 10.1134/S0044002719060096

1. ВВЕДЕНИЕ

При низких энергиях и больших расстояниях порядка 1.8 фм ядра хорошо описываются в терминах адронных степеней свободы. Современные ядерные теории среднего поля, основанные на мезон-нуклонной картине ядра, успешно воспроизводят статические свойства ядер и широко используются при описании процессов образования частиц фотонами, пионами и протонами на ядерных мишенях. Однако поведение ядерных сил на малых расстояниях, меньших чем 1.2 фм, почти не изучено. Ожидается, что в этой области происходит переход адронной материи в кварк-глюонную фазу. Сегодня совсем мало известно о динамике отталкивания нуклонов на расстояниях 0.3–0.4 фм, соответствующих ядерному “кору”. Таким образом, свойства ядерной материи и динамика процессов на малых расстояниях являются интересной и практически неисследованной областью ядерной физики.

В общепринятой мезон-нуклонной ядерной физике свойства ядер описываются спектральной функцией $S(k, E_R)$, характеризующей объединенную вероятность существования в ядре нуклона с импульсом k и энергией отделения от ядра E_R . Интегрирование по E_R превращает $S(k, E_R)$ в функцию $n(k)$, известную как импульсное распределение нуклонов в ядре [1]. Эта функция имеет две компоненты $n(k) = n_0(k) + n_1(k)$. Первая компонента, $n_0(k)$, описывает внутриядерное движение

независимых нуклонов, находящихся на расстояниях 1.8–2 фм, и простирается до импульсов $k_F = 1-1.2 \text{ фм}^{-1}$ (200–250 МэВ/с), что соответствует нормальному ферми-движению. Вторая компонента, $n_1(k)$, генерируется наличием в ядре нуклонных корреляций — пар нуклонов, находящихся на расстояниях меньше 1.8 фм с относительными импульсами больше 1.2 фм^{-1} . Эта компонента имеет универсальную форму для средних и тяжелых ядер.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗУЧЕНИЯ НУКЛОННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ В ЯДРАХ

Одним из эффективных методов исследования компактных нуклонных корреляций является глубоко неупругое рассеяние лептонов на ядрах. Сечение глубоко неупругого рассеяния лептонов на ядрах зависит от переменной Бьеркина $X_B = Q^2/2m\omega$, где Q — четырехмерный импульс, переданный системе, ω — переданная энергия и m — масса нуклона. Величина X_B определяет долю импульса кварка относительно импульса нуклона в системе с бесконечным импульсом. Величина X_B для изолированного нуклона находится в пределах $0 \leq X_B \leq 1$, в то время как для компактной двухнуклонной конфигурации $0 \leq X_B \leq 2$. Результаты изучения характеристик нуклонных пар, образованных в реакциях $A(e, e'pp)$ и $A(e, e'pn)$ при $Q^2 > 1.3 \text{ ГэВ}^2$, выполненные в лаборатории имени Т. Джефферсона (JLab, США) [2, 3], показали, что в этих реакциях угол разлета нуклонов с импульсами $k > k_F$, относящихся к компоненте $n_1(k)$, близок к 180° . Для меньших импульсов нуклонов, относящихся к компоненте $n_0(k)$, такой угловой

¹⁾Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт” — ИТЭФ, Москва, Россия.

²⁾Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия.

*E-mail: yurikis@itep.ru

корреляции не обнаружено. Эти наблюдения соответствуют ожидаемым характеристикам процесса разрушения виртуальным фотоном компактных двухнуклонных корреляций. Было установлено, что количество протон-нейтронных пар со спином 1 и изотопическим спином $T = 0$ существенно превышает количество протон-протонных и нейтрон-нейтронных пар с изоспином $T = 1$. Подобные измерения были выполнены в Национальной лаборатории Брукхейвена (BNL, США) на пучке протонов с энергиями 6–15 ГэВ [4, 5]. Изучались реакции $A(p, 2p)X$ и $A(p, 2pn)X$ с одновременной регистрацией двух и трех нуклонов в конечном состоянии. Анализ угловых характеристик и изоспинного состава двухнуклонных корреляций в области импульсов 250–650 МэВ/с, относящихся к компоненте $n_1(k)$ импульсного распределения нуклонов в ядрах-мишенях, показал, что распределение по отношению углу разлета нуклонов имеет максимум при 180° , а количество протон-нейтронных корреляций в 20 раз превосходит количество корреляций с другим изотопическим составом. Такая асимметрия является следствием доминирования тензорных сил нуклон-нуклонных взаимодействий на междуклонных расстояниях около 1 фм [6]. Почти идентичные результаты, полученные в электрон-ядерных и протон-ядерных экспериментах, свидетельствуют об универсальной природе изучаемых внутриядерных объектов.

Вследствие отмеченной выше универсальности формы компоненты $n_1(k)$ импульсных распределений нуклонов отношение инклюзивных сечений рассеяния электронов на двух различных ядрах становится постоянным в некотором диапазоне значений $X_B > 1$, а величина этого отношения пропорциональна отношению вероятностей существования двухнуклонных конфигураций в рассматриваемых ядрах. Такое плато впервые наблюдалось в эксперименте [7], выполненном в SLAC, и позже в экспериментах JLab [8, 9].

3. СТРУКТУРА КОМПАКТНЫХ НУКЛОННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ

Сравнение среднего расстояния между центрами нуклонов 1.8–2 фм, соответствующего средней ядерной плотности $\rho_0 = 0.16\text{--}0.17$ нуклонов/фм³, с электромагнитным радиусом протона $r \approx 0.85$ фм показывает, что нуклоны в ядрах упакованы весьма плотно и близки к перекрытию. Вследствие флуктуаций ядерной плотности два или несколько нуклонов могут на короткое время оказаться на меньших расстояниях, образуя компактные нуклонные конфигурации. В обычной мезон-нуклонной ядерной физике они называются короткодействующими нуклонными корреляциями

(short-range correlations) [10]. Однако возможность использования адронных степеней свободы для описания системы нуклонов, находящихся на расстояниях порядка размера нуклона, по меньшей мере, не очевидна. Альтернативный подход к описанию компактных нуклонных корреляций состоит в том, что плотность корреляций достаточно велика и может изменить структуру составляющих их нуклонов. На малых расстояниях нуклоны могут потерять свою индивидуальность и образовать многокварковые конфигурации [11–13] или многонуклонные кварковые кластеры [14]. Существующие оценки размера этих конфигураций находятся в пределах от 0.65 до 1 фм [11, 15], что соответствует плотности $4\text{--}8\rho_0$. Такие величины сопоставимы с плотностью, ожидаемой в центральных слоях нейтронных звезд.

Первые серьезные сомнения в полноте нуклон-мезонной картины строения ядра появились в 1983 г., когда Европейская мюонная коллаборация (ЕМС) обнаружила неожиданное поведение отношения R сечения глубоко неупругого рассеяния мюонов на ядрах ^{56}Fe к сечению на ^2H . В области $0.35 \leq X_B \leq 0.7$ отношение, нормированное на число нуклонов в ядрах железа и дейтерия, оказалось значительно меньше 1 и почти не зависело от величины Q^2 [16]. Такое поведение отношения было многократно подтверждено измерениями других экспериментов, выполненных на разных ядерных мишенях от гелия до свинца. Эти наблюдения, явно указывающие на различие структурных функций свободных и связанных ядерных нуклонов, вызвали широкую дискуссию о причине “эффекта ЕМС”, однако однозначного ответа не было найдено. Существенный прогресс, достигнутый недавно в работах экспериментаторов и теоретиков JLab, инициировал новый всплеск интереса к проблеме модификации кварковой структуры ядерных нуклонов. Анализ прецизионных данных по эффекту ЕМС на легких ядрах [17] показал, что наклон отношения сечений R в области $0.35 \leq X_B \leq 0.7$ связан не со средней, а с локальной плотностью ядер. В работах [18, 19] была обнаружена линейная зависимость между величиной эффекта ЕМС, определяемого как значение наклона отношения сечений в области $0.35 \leq X_B \leq 0.7$, и величиной отношения сечений на ядре с массовым числом A к сечению на дейтроне $a_2 = (\sigma_A/A)/(\sigma_D/2)$ в области $1.3 \leq X_B \leq 1.8$. Эта эмпирическая линейная зависимость была получена в двух различных теоретических подходах: импульсном приближении теории рассеяния и Эффективной теории поля (EFT) [20]. Поэтому связь между этими двумя явлениями не является случайной. Наличие такой связи указывает на существенное изменение структуры нуклонов, входящих в состав короткодействующих корреляций. Более того,

это свидетельствует о том, что оба явления — эффект ЕМС и существование короткодействующих корреляций в ядрах — характеризуются большими значениями виртуальности ($P^2 \neq M^2$) и определяются свойствами ядерной материи на малых расстояниях, плотность которой значительно превосходит среднюю ядерную плотность ρ_0 . Кварковая природа эффекта ЕМС не вызывает сомнений, однако вопрос о том, являются ли компактные нуклонные корреляции кварковыми или нуклонными объектами, сегодня не решен и требует дальнейшего теоретического и экспериментального изучения. Более подробная информация о современном состоянии изучения ядерной материи на малых расстояниях содержится в недавнем обзоре [21].

Выполненные до настоящего времени исследования свойств двухнуклонных корреляций [2–5] были ограничены изучением характеристик их развала на нуклонные пары. Для выяснения структуры плотных внутриядерных объектов мы предлагаем расширить исследования на процесс образования частиц в столкновениях нуклонных корреляций. Если входящие в их состав нуклоны сохраняют свою индивидуальность, т.е. образование частиц происходит в нуклон-нуклонных столкновениях, такие характеристики процесса рождения, как распределение по поперечному импульсу или выходы странных частиц должны быть близкими к наблюдаемым в нуклон-нуклонных взаимодействиях. Если же нуклоны теряют свою индивидуальность и образуют кварковые конфигурации, характеристики процессов рождения могут быть другими. Новая информация, необходимая для более глубокого понимания физики малых расстояний, может быть получена из анализа процессов с большими передачами энергии-импульса, в которых есть основания ожидать проявления новых свойств ядерной материи, не видимых в процессах с малыми передачами. Такие процессы возможны в ядро-ядерных взаимодействиях, при которых рождение пар частиц с большими инвариантными массами происходит за пределами кинематики соударений ядерных нуклонов с обычными ферми-импульсами. Образование пар странных частиц представляет особый интерес. Их изучение может дать ценную информацию о нетривиальных свойствах ядерной материи на малых расстояниях, связанных с кварковой структурой ядер.

4. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ МАЛЫХ РАССТОЯНИЙ НА УСТАНОВКЕ NADES

В ядро-ядерных реакциях возможны три комбинации импульсов сталкивающихся нуклонов. Первый случай соответствует столкновению, в котором нуклоны обоих ядер принадлежат однонук-

лонной компоненте $n_0(k)$ импульсного распределения $n(k)$ и несут нормальные ферми-импульсы $k_F \leq 250$ МэВ/с. Во втором случае один нуклон имеет нормальный ферми-импульс, а его партнер принадлежит компоненте $n_1(k)$ и обладает импульсом, превышающим 250 МэВ/с. И, наконец, возможно столкновение двух нуклонов, принадлежащих компоненте $n_1(k)$. Энергия столкновения $S^{1/2}$ определяется импульсами нуклонов и имеет максимальную величину в последнем случае.

На рис. 1 показана кинематика процесса образования пар ЛК, рожденных в столкновениях Au + Au при энергии $S^{1/2} = 2.4$ ГэВ. Кривыми на рис. 1а представлены кинематические ограничения на величину инвариантной массы $M_{\Lambda K}$ пары $\Lambda(1116)$ -гиперона и K -мезона, на рис. 1б — ограничения на величину поперечного импульса Λ -гиперона P_T для трех комбинаций импульсов сталкивающихся нуклонов. Вычисления, проведенные при значении ферми-импульса 250 МэВ/с для однонуклонной компоненты $n_0(k)$ и среднего для компоненты $n_1(k)$ импульса 500 МэВ/с, учитывают, что эти нуклоны находятся вне массовой поверхности. Величина Y^* — быстрота Λ -гиперона в системе центра масс сталкивающихся нуклонов $N_1 + N_2 \rightarrow \Lambda + N + K$ ($K = K^+, K_s^0$), принадлежащих двум ядрам золота. Максимумы кривых, соответствующих столкновениям нуклонов, принадлежащим компонентам $n_0(k)$ и $n_1(k)$, сдвинуты относительно симметричных столкновений $n_0(k)$ и $n_0(k)$ или $n_1(k)$ и $n_1(k)$ на величину $\Delta Y^* = \pm 0.22$. Поперечный импульс и инвариантная масса достигают максимальных значений, когда Λ -гиперон и K -мезон рождаются с равными противоположно направленными импульсами, а нуклон N имеет нулевой импульс в системе центра масс элементарной реакции $N_1 + N_2 \rightarrow \Lambda + N + K$. При ненулевых импульсах нуклонов N значения $M_{\Lambda K}$ и P_T меньше. Показанные на рис. 1 границы вычислены без учета взаимодействий Λ и K в конечном состоянии (FSI), поскольку вопрос о роли этих взаимодействий в реакциях образования частиц в кинематически запрещенных областях сегодня не вполне ясен. Расчеты в глауберовском приближении показывают, что в глубоко неупругих ($e, e'2N$)-реакциях на ядре A при $Q^2 > 1.5$ (ГэВ/с)² и в аналогичных реакциях, индуцированных протонами при $|s|, |t|, |u| > 2$ (ГэВ/с)², преобладающим является процесс взаимодействия вторичных нуклонов друг с другом, а не с нуклонами остатка ядра $A-2$ [22]. Кроме того, обсуждаемая ниже универсальность формы импульсных спектров всех кумулятивных частиц [23], сечения взаимодействия которых с нуклонами в свободном пространстве различаются в несколько раз (например, K^+ и

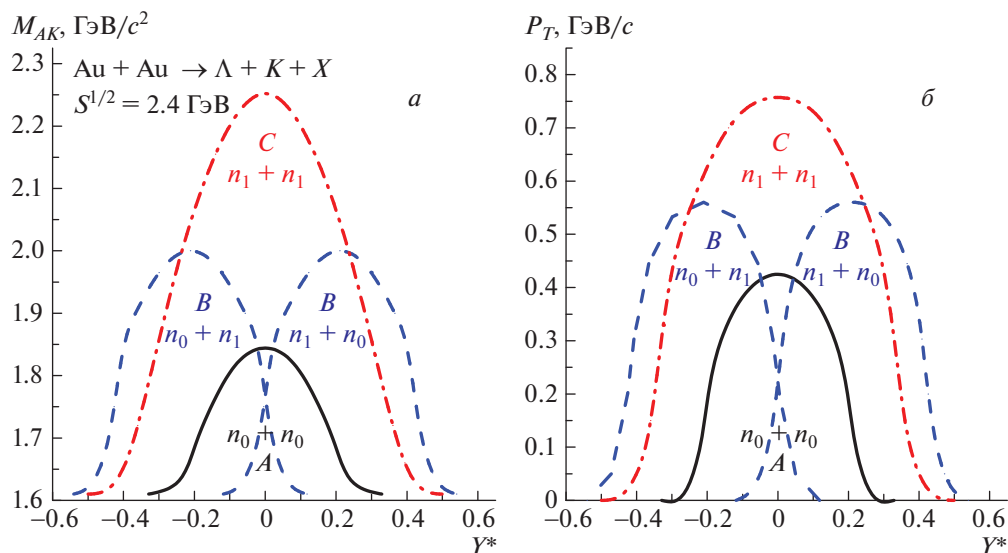


Рис. 1. Кинематика процесса образования пар ΛK в реакции $\text{Au} + \text{Au}$ при энергии $S^{1/2} = 2.4$ ГэВ для трех возможных комбинаций нуклонных столкновений. *а* — Зависимость инвариантной массы системы ΛK от быстроты Λ -гиперона Y^* в системе центра масс сталкивающихся нуклонов; *б* — поперечный импульс Λ как функция Y^* . Сплошные, штриховые и штрихпунктирные кривые соответствуют столкновениям нуклонов, принадлежащих компонентам $n_0(k)$; $n_1(k)$ и $n_0(k)$; $n_1(k)$.

K^-), также указывает на уменьшение роли взаимодействий в конечном состоянии в процессах с большими передачами энергии-импульса. Столкновения продуктов реакции с нуклонным окружением приводят к потере энергии и, следовательно, к некоторому уменьшению детектируемых величин P_T и $M_{\Lambda K}$. Поэтому кривые на рис. 1 определяют максимально возможные значения импульсов Λ и инвариантных масс пар ΛK . Для поиска эффектов, связанных со свойствами ядерной материи на малых межнуклонных расстояниях, необходимо анализировать события рождения пар ΛK вне области *A*. Результатом анализа событий в области *A* будет получение контрольного набора данных, необходимого для поиска новых явлений в областях *B* и *C*.

Несмотря на частичное перекрытие областей *A*, *B* и *C*, возможно выделение событий, соответствующих определенным комбинациям импульсов нуклонов сталкивающихся ядер, путем применения ограничений на величины $M_{\Lambda K}$, P_T и Y^* . Важным является то обстоятельство, что вклад событий из области *C* в области *B*, как и вклад событий из областей *B* в область *A*, невелик, поскольку вероятности столкновений $W(n_1 + n_1) < W(n_0 + n_1) < W(n_0 + n_0)$. Так, например, при $|Y^*| > 0.3$ или при $M_{\Lambda K} > 1.85$ ГэВ/c² из-за малого вклада событий, принадлежащих области *C*, доминирующим процессом рождения пар являются столкновения $n_1(k) + n_0(k)$ и $n_0(k) + n_1(k)$. Количество событий образования таких пар в областях *B* в условиях, близких к рождению пар в протон-ядерных реакциях, значительно больше, чем в об-

ласти *C*, поскольку для их рождения необходим только один нуклон с импульсом $k > k_F$. Особый интерес представляет часть области *C*, свободная от вклада событий из областей *A* и *B*, где образование пар ΛK с $Y^* \approx 0$ возможно только в столкновениях нуклонов, принадлежащих двум двухнуклонным корреляциям и обладающих импульсами, существенно превышающими k_F . Плотность событий в области *C* наименьшая, поэтому опасность представляет фон, в котором Λ и K рождаются в одном взаимодействии ядер $\text{Au} + \text{Au}$, но в разных нуклон-нуклонных столкновениях. Так как при энергии 2.4 ГэВ в одном взаимодействии рождается $\approx 10^{-2}$ K^+ -мезонов [24], вероятность рождения второй пары ΛK составляет величину порядка $\approx 10^{-4}$. Кроме того, известно, что рождение пар частиц с большими поперечными импульсами в протон-протонных столкновениях сильно коррелировано, причем коэффициент корреляции растет с увеличением поперечного импульса [25]. Это должно быть справедливо и для случая столкновения корреляций. Поэтому ожидаемый вклад некоррелированных пар в область *C* невелик. Отметим, что величину этого фона можно оценить из данных эксперимента, анализируя вероятности рождения Λ и K из разных событий.

Барийонная плотность в зоне столкновений может существенно превышать среднюю ядерную плотность $\rho_0 = 0.16$ фм⁻³. Поскольку электромагнитный радиус протона $r \approx 0.85$ фм, плотность нуклона $\rho_N = 1/(4\pi r^3/3) = 0.365$ фм⁻³ в 2.3 раза

Таблица 1. Вероятность P_j существования в ядрах кварковых кластеров, содержащих j ($j = 3, 6, 9, 12$) кварков, вычисленная в кварк-кластерной модели [26] для легких, средних и тяжелых ядер

Ядро	P_3	P_6	P_9	P_{12}
^{12}C	0.847	0.125	0.026	0.003
^{56}Fe	0.814	0.146	0.036	0.005
^{197}Au	0.770	0.171	0.051	0.008

больше ρ_0 . Отталкивание ядерных нуклонов на расстояниях нуклонного кора ограничивает размеры двухнуклонных корреляций, однако их плотность превосходит плотность нуклонов. Полное перекрытие нуклонов становится возможным в случае образования шестикварковых состояний. В предположении полного перекрытия нуклонов в сталкивающихся двухнуклонных флуктуациях максимальная плотность в зоне столкновений нуклонов, ответственных за рождение пар в области C , может быть оценена как $\rho = 2.3 \times 2 \times 2 \times \rho_0 \approx 9\rho_0$. Эта величина существенно превышает общепринятое значение плотности “файрбола” $(2-3)\rho_0$, образующегося в столкновениях ядер при энергии несколько ГэВ. Очевидно, что существует иерархия плотностей в зоне столкновений $\rho_A < \rho_B < \rho_C$, что позволит изучить в одном эксперименте выходы и свойства частиц, рожденных при разных плотностях. В частности, исследование рождения пар странных частиц предоставляет возможность изучения влияния ядерной среды на их массу и ширину. Как известно, величины таких эффектов растут с плотностью.

Образование пар частиц в столкновениях локально плотных объектов за пределами кинематики нуклон-нуклонных столкновений является редким процессом, поэтому для его изучения необходимо наличие значительной статистики. Прежде всего отметим, что количество компактных флуктуаций ядерной плотности, содержащих два и большее число нуклонов, не мало. В табл. 1 представлены вероятности P_j того, что нуклоны входят в состав кварковых кластеров, содержащих j ($j = 3, 6, 9, 12$) кварков [26]. Приведенные значения вероятностей P_j ($j > 3$) демонстрируют увеличение количества многокварковых и уменьшение количества трехкварковых кластеров (нуклонов) с ростом массового числа ядра. На языке мезон-нуклонных моделей ядра это называется обеднением однонуклонной компоненты $n_0(k)$ импульсного распределения ядерных нуклонов, связанным с наличием многонуклонной компоненты в ядрах.

Отметим, что значения вероятностей, приведенные в табл. 1, находятся в разумном согласии с теоретической оценкой относительных вкладов

компонент $n_0(k)$ и $n_1(k)$ в импульсное распределение нуклонов $n(k)$, равных соответственно около 0.8 и 0.2 [1]. Вероятность того, что нуклон входит в состав двухнуклонной корреляции, определенная в эксперименте JLab 02-019 [9] для средних и тяжелых ядер, составляет около 0.2, что близко к значениям отношений P_6/P_3 из табл. 1, равным 0.18 и 0.22 для ядер железа и золота соответственно. Данные табл. 1 позволяют оценить величину R , определенную как отношение числа событий рождения пар ЛК в области C к соответствующему числу событий в области A . Используя значения P_3 и P_6 из табл. 1 для ядра ^{197}Au , легко увидеть, что 33 нуклона принадлежат кластерам $j = 6$ и образуют, в среднем, 16.5 компактных пар, в то время как 152 нуклона принадлежат кластерам с $j = 3$ или однонуклонной компоненте ядра $n_0(k)$. Это означает, что отношение плотности нуклонных пар в ядре золота к плотности независимых нуклонов $16.5/152 = 0.11$. Тогда отношение вероятностей столкновений двух двухнуклонных пар и двух независимых нуклонов при взаимодействии $\text{Au} + \text{Au}$ равно 0.012. Сечение образования пар ЛК в области C , как и в области A , пропорционально произведению квадрата матричного элемента на величину фазового объема процесса образования пар. Отношение фазовых объемов в случае столкновений немассовых ядерных нуклонов с импульсами 500 и 250 МэВ/с равно 7.5, что при равных значениях матричных элементов позволяет оценить величину $R = 7.5 \times 0.012 \approx 0.09$. Предположение о равенстве матричных элементов основано на сравнении размеров нуклонов и двухнуклонных корреляций. Если последние являются многокварковыми объектами, то их размер близок к размеру нуклона [11, 15], и, следовательно, вероятности столкновений независимых нуклонов и корреляций также должны быть близкими. Если корреляции нуклонные, то, вследствие отталкивания на расстоянии кора, их размер превышает размер нуклона. Вероятность столкновений таких объектов будет даже больше вероятности нуклон-нуклонных столкновений. Поскольку для анализа свойств пар LK^+ , образованных при столкновениях нуклонов, принадлежащих двухнуклонным флуктуациям, может быть использована только часть ($\approx 1/5$) области C , свободной от вклада других столкновений (рис. 1), а также, принимая во внимание эффективность регистрации Λ -гиперонов спектрометром HADES, равную $\approx 1.5 \times 10^{-4}$ [27] при энергии $S^{1/2} = 2.4$ ГэВ, можно оценить величину отношения как $R = 9 \times 10^{-2} \times 2 \times 10^{-1} \times 1.5 \times 10^{-4} = 2.7 \times 10^{-6}$. Учитывая набранную на установке HADES огромную статистику ($\approx 4 \times 10^9$) по рождению адронов во взаимодействиях $\text{Au} + \text{Au}$ [24], содержащую, в частности, Λ -гипероны, странными

партнерами которых при рассматриваемой околопороговой энергии являются K^+ - и K_s^0 -мезоны, можно ожидать около $4 \times 10^9 \times 2.7 \times 10^{-6} \approx 1 \times 10^4$ событий образования пар ΛK в интересующей нас области диаграммы C . Такая статистика позволит впервые зарегистрировать новое явление — столкновение двух локально плотных ядерных объектов, а также провести детальное исследование свойств рожденных странных частиц.

Известны два вида процессов образования частиц на ядрах за пределами кинематики нуклон-нуклонных столкновений, в которых наличие компактных нуклонных объектов в ядрах играет существенную роль. Первый — подпороговое рождение адронов в протон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях. В этом процессе многонуклонные флуктуации в ядрах играют роль “резервуара энергии”, обеспечивающего выполнение закона сохранения энергии. На установке HADES был обнаружен неожиданный эффект большого выхода Ξ -гиперонов в столкновениях ядер Ag и KCl при глубоко подпороговой кинетической энергии пучка 1.76 А ГэВ [28]. Эффект превышал предсказание термальной модели на порядок величины. Однако участие в столкновениях высокоимпульсных ядерных нуклонов, входящих в состав двухнуклонных корреляций, делает рождение Ξ -гиперонов кинематически разрешенным.

Вторым процессом, содержащим информацию о локально плотных внутриядерных объектах, является кумулятивное рождение частиц. Это процесс образования адронов в области фрагментации ядра за пределами кинематики столкновения налетающей частицы с изолированным ядерным нуклоном. Рождение высокоэнергичных кумулятивных пионов, каонов, протонов и антипротонов в протон-ядерных реакциях было изучено вплоть до величины $X_C \approx 3.5$ [23]. В системе покоя ядра X_C равно минимальной массе мишени, выраженной в единицах массы нуклона, на которой рождение адрона с наблюдаемыми параметрами кинематически возможно. Адроны с $X_C > 1$ могут возникать при фрагментации внутриядерных объектов, представляющих собой либо компактные многонуклонные корреляции, либо многокварковые конфигурации, кварки которых имеют импульс, превышающий импульс отдельного нуклона в системе быстро движущегося ядра. Далее мы не будем делать различия между разными определениями переменной X (кумулятивная переменная X_C , переменная Бьеркина X_B , переменная Фейнмана X_F или переменная светового фронта α), поскольку факт отличия свойств адронов в кумулятивной и некумулятивной областях не зависит от выбора переменной. Рождение разных частиц возможно далеко за границей кумулятивной области $X = 1$, соответствующей образованию адронов в столкновениях налета-

ющего протона с покоящимся ядерным нуклоном. Учет ферми-движения сдвигает границу процесса кумулятивного образования адронов до величины $X \approx 1.2-1.3$. Замечательным свойством кумулятивного рождения является универсальность формы спектров всех адронов. Мерой универсальности может служить близость параметров наклона спектров X_0 при описании спектров экспоненциальной зависимостью $C \exp(-X/X_0)$. В измеренной области X диапазон изменения сечений составляет 10 порядков величины, однако величины X_0 совпадают в пределах 5% для всех частиц [23]. Было установлено, что в кумулятивной области отношение сечений образования K^+ - и π^+ -мезонов $R_1 = K^+/\pi^+$ близко к 1, в отличие от величины $\approx 1/5$, известной из pp - и pA -реакций в кинематически разрешенной области $X < 1$. Другой особенностью кумулятивного образования является большая величина и независимость от X отношения сечений рождения “морских” K^- - и “валентных” π^- -мезонов, $R_2 = K^-/\pi^-$. В кварковой модели [11] независимость R_2 от X в кумулятивной области рассматривается как указание на то, что в многокварковых конфигурациях часть импульса валентных кварков может быть передана морским кваркам. Оба отношения, R_1 и R_2 , демонстрируют усиленное рождение странности в кумулятивных реакциях. Еще одним необычным свойством кумулятивных реакций является значительный рост с X средних поперечных импульсов рожденных адронов [23, 29]. В частности, при $X \approx 2$ ($j = 6$) средняя величина квадрата поперечного импульса для π^- -мезонов в 3 раза больше измеренной коллаборацией HERMES на ядре Kp при $X < 1$ [30]. Оба процесса — рождение кумулятивных адронов и образование частиц за пределами кинематики нуклон-нуклонных столкновений в ядро-ядерных реакциях — определяются свойствами ядерной материи на малых расстояниях. Поэтому можно ожидать, что наблюдаемые особенности обоих процессов будут подобны.

Прямое свидетельство того, что образование пар ΛK за пределами кинематики нуклон-нуклонных столкновений в столкновениях ядер золота при энергии $S^{1/2} = 2.4$ ГэВ связано со структурой ядерной материи на малых расстояниях, может быть получено из анализа распределений событий по поперечному импульсу P_T . В кварковых моделях (см., например, [13]) предполагается, что рождение частиц за пределами кинематики нуклон-нуклонных столкновений происходит во взаимодействиях кварков, входящих в состав j -кварковых ($j = 6, 9, \dots$) конфигураций и несущих импульсы вплоть до импульса всей конфигурации. Как и в случае нуклона ($j = 3$), большие импульсы приобретаются лидирующим кварком в

процессе обмена глюонами путем передачи ему части импульсов других кварков конфигурации. В процессах кварк-глюонных обменов вместе с продольным импульсом лидирующий кварк приобретает и поперечный импульс³⁾. Поскольку с ростом j увеличивается число глюонных обменов, средний импульс (или ширина) распределения кварков по P_T растет с j . В кварковых моделях многокварковые конфигурации рассматриваются как элементы структуры ядер на малых расстояниях, в которых распределения кварков по X и P_T формируются до взаимодействий. Так как появление событий образования пар ΛK в области C происходит в результате столкновений кварков с большими P_T , входящих в состав шестикварковых объектов, можно ожидать, что большой поперечный импульс будет передан частицам рожденной пары. В этом случае при фиксированной величине Y^* обратный параметр наклона $\langle P_T \rangle$ распределения событий образования Λ -гиперонов по поперечному импульсу P_T , представленного в виде $N(Y^*, P_T) = N_0(Y^*) \exp(-P_T/\langle P_T \rangle)$, в области C должен быть существенно больше, чем в области A . Для проверки этого предсказания необходим анализ экспериментальных событий, заселяющих вертикальную полосу вокруг $Y^* \approx 0$ на рис. 1б.

Наблюдение изменения характера распределения событий по поперечному импульсу при переходе из области A в область C будет свидетельством появления нового механизма образования странности в ядро-ядерных взаимодействиях, связанного со структурой ядерной материи на малых расстояниях. Напомним, что в кумулятивных реакциях наблюдается увеличение $\langle P_T^2 \rangle$ с X [23, 29].

Общепринято, что усиленное рождение странности в столкновениях ядер служит признаком перехода адронной материи в кварк-глюонную фазу. Поэтому изучение образования странных частиц за пределами кинематики нуклон-нуклонных взаимодействий столь важно для понимания свойств среды, образованной в столкновениях локально плотных внутриядерных объектов. Кроме процесса рождения пар ΛK с большими инвариантными массами, существуют аналогичные процессы образования каонных и пионных пар. Энергия столкновения двух немассовых нуклонов ядер золота с нормальными ферми-импульсами $S^{1/2} = 2.78$ ГэВ несколько ниже порога образования

пар K^+K^- . Поэтому в их рождении должен участвовать по крайней мере один высокоимпульсный нуклон, принадлежащий двухнуклонной корреляции. Изучение таких пар также представляет интерес, поскольку в кумулятивных реакциях эффект увеличения $\langle P_T^2 \rangle$ с ростом X для K^- -мезонов более сильный, чем для K^+ [29]. Максимальное значение импульса каждого пиона пары $\pi\pi$ при $S^{1/2} = 2.78$ ГэВ составляет 0.43 ГэВ/с. Большую величину импульса π -мезон может получить только в столкновении нуклонов с импульсами $k > k_F$. Ценная информация может быть получена из сравнительного анализа выходов странных и нестранных частиц в областях A , B и C , соответствующих разным барионным плотностям в зоне столкновений как в инклюзивных, так и в полуинклюзивных реакциях. Можно ожидать, что отношения выходов $R_1 = K^+/\pi^+$, $R_2 = K^-/\pi^-$, $R_3 = \Lambda K/\pi^+\pi^-$, $R_4 = K^+K^-/\pi^+\pi^-$, измеренные в одинаковых диапазонах Y^* и P_T для странных и нестранных частиц, в областях C и B будут существенно больше, чем в области A , в которой рождение частиц происходит в столкновениях нуклонов с нормальными ферми-импульсами. Величины отношений не зависят от неопределенности абсолютной нормировки данных и могут быть измерены с высокой точностью. Напомним, что усиленное рождение странности наблюдается в кумулятивных реакциях. Таким образом, изучение образования пар частиц с большими инвариантными массами в столкновениях локально плотных объектов в ядрах может дать новую информацию о свойствах ядерной материи на малых расстояниях и установить их возможную связь с кварковой компонентой структуры ядер.

Необходимость дополнения традиционной нуклон-мезонной картины ядра небольшой, но очень важной частью, связанной с малыми межнуклонными расстояниями, описание которой, по видимому, невозможно без привлечения кварк-глюонных степеней свободы, имеет как теоретические, так и экспериментальные основания. В последние годы развиваются кварковые модели среднего поля для описания свойств ядерной материи и нейтронных звезд [31–33]. В JLab интенсивно изучаются различные свойства двухнуклонных корреляций [34] и планируется изучение трехнуклонных корреляций. Отмеченные выше особенности процесса кумулятивного образования частиц [23, 29] не нашли объяснения в терминах традиционной картины ядра, но были описаны в моделях, предполагающих кварковую природу компактных многонуклонных корреляций [11, 13, 35]. Однако сегодня мы еще далеки от полного понимания природы ядерной материи на малых расстояниях. Поэтому получение новой информации из анализа данных эксперимента HADES

³⁾Кварковые распределения нуклонов, принадлежащие компактным нуклонным конфигурациям, могут трансформироваться в кварковые распределения многокварковых состояний за время $t \approx 1 \text{ фм}/c \leq 10^{-23} \text{ с}$ (1 фм — размер многокварковых состояний, c — скорость света), не превышающее характерное время сильных взаимодействий.

по образованию частиц в обсуждаемой специфической кинематике в ядро-ядерных реакциях представляет несомненный интерес.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе мы показали, что кроме реакций глубоко неупругого рассеяния лептонов на ядрах, ядро-ядерные реакции также могут служить ценным источником информации о структуре ядер на малых расстояниях. Мы предсказываем два эффекта, возникновение которых связано со свойствами ядерной материи на малых расстояниях, — усиленное рождение странности и изменение характера распределений рожденных частиц по поперечному импульсу. Результаты анализа данных по образованию пар ЛК за пределами кинематики нуклон-нуклонных столкновений будут способствовать более глубокому пониманию структуры ядра и динамики процессов, протекающих на расстояниях < 1 фм. Интерес к этой области связан с нерешенной фундаментальной проблемой роли квантовой хромодинамики в генерации ядерных сил на малых расстояниях. Поэтому экспериментальное изучение этой области будет продолжено на ускорителях JLab-12, J-PARC, FAIR, NICA и электрон-ионных коллайдерах (EIC). Кроме самостоятельного интереса, понимание на количественном уровне свойств ядерной материи на малых расстояниях необходимо для интерпретации данных по нейтринным осцилляциям и безнейтринному двойному β -распаду [21], а также для анализа наблюдаемых свойств нейтронных звезд [33].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C. Ciofi degli Atti and S. Simula, Phys. Rev. C **53**, 1689 (1996).
2. E. Piasetzky, M. Sargsian, L. Frankfurt, M. Strikman, and J. W. Watson, Phys. Rev. Lett. **97**, 162504 (2006).
3. R. Shneor *et al.* (Jefferson Lab Hall A Collab.), Phys. Rev. Lett. **99**, 072501 (2007).
4. A. Tang, J. W. Watson, J. Aclander, J. Alster, G. Asryan, Y. Averichev, D. Barton, V. Baturin, N. Bukhtoyarova, A. Carroll, S. Gushue, S. Huppelmann, A. Leksanov, Y. Makdisi, A. Malki, E. Minina, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 042301 (2003).
5. R. Subedi, R. Shneor, P. Monaghan, B. D. Anderson, K. Aniol, J. Annand, J. Arrington, H. Benaoum, F. Benmokhtar, W. Bertozzi, W. Boeglin, J.-P. Chen, Seonho Choi, E. Cisbani, B. Craver, S. Frullani, *et al.*, Science **320**, 1476 (2008); arxiv: 0908.1514 [nucl-ex].
6. R. Schiavilla, R. B. Wiringa, Steven C. Pieper, and J. Carlson, Phys. Rev. Lett. **98**, 132501 (2007).
7. D. B. Day, J. S. McCarthy, Z. E. Meziani, R. Minehart, R. Sealock, S. T. Thornton, J. Jourdan, I. Sick, B. W. Filippone, R. D. McKeown, R. G. Milner, D. H. Potterveld, and Z. Szalata, Phys. Rev. Lett. **59**, 427 (1987).
8. K. Sh. Egiyan *et al.* (CLAS Collab.), Phys. Rev. C **68**, 014313 (2003); Phys. Rev. Lett. **96**, 082501 (2006).
9. N. Fomin, J. Arrington, R. Asaturyan, F. Benmokhtar, W. Boeglin, P. Bosted, A. Bruell, M. H. S. Bukhari, M. E. Christy, E. Chudakov, B. Clasie, S. H. Connell, M. M. Dalton, A. Daniel, D. B. Day, D. Dutta, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 092502 (2012).
10. L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, Phys. Rep. **76**, 215 (1981); **160**, 235 (1988).
11. A. V. Efremov, A. B. Kaidalov, G. I. Lykasov, and N. V. Slavin, ЯФ **57**, 932 (1994) [Phys. At. Nucl. **57**, 874 (1994)]; A. B. Kaidalov, G. I. Lykasov, and N. V. Slavin, in *Proceedings of the IX International Seminar on High Energy Physics Problems, JINR, Dubna, 1988*, p. 271.
12. G. Berlad, A. Dar, and G. Eilam, Phys. Rev. B **22**, 1547 (1980).
13. M. A. Braun and V. V. Vechernin, Nucl. Phys. B **427**, 614 (1994); ЯФ **60**, 506 (1997) [Phys. At. Nucl. **60**, 432 (1997)]; ЯФ **63**, 1920 (2000) [Phys. At. Nucl. **63**, 1831 (2000)]; M. A. Браун, В. В. Вечернин, ТМФ **139**, 381 (2004) [Theor. Math. Phys. **139**, 766 (2004)].
14. H. J. Pirner and J. P. Vary, Nucl. Phys. A **358**, 413c (1981); Phys. Rev. C **84**, 015201 (2011).
15. M. M. Sargsian, J. Arrington, W. Bertozzi, W. Boeglin, C. E. Carlson, D. B. Day, L. L. Frankfurt, K. Egiyan, R. Ent, S. Gilad, K. Griffioen, D. W. Higinbotham, S. Kuhn, W. Melnitchouk, G. A. Miller, E. Piasetzky, *et al.*, J. Phys. G **29**, R1 (2003).
16. J. J. Aubert, G. Bassompierre, K. H. Becks, C. Best, E. Böhm, X. de Bouard, F. W. Brasse, C. Broll, S. Brown, J. Carr, R. W. Clift, J. H. Cobb, G. Coignet, F. Combley, G. R. Court, G. D'Agostini, *et al.*, Phys. Lett. B **123**, 275 (1983).
17. J. Seely, A. Daniel, D. Gaskell, J. Arrington, N. Fomin, P. Solvignon, R. Asaturyan, F. Benmokhtar, W. Boeglin, B. Boillat, P. Bosted, A. Bruell, M. H. S. Bukhari, M. E. Christy, B. Clasie, S. Connell, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 202301 (2009).
18. L. B. Weinstein, E. Piasetzky, D. W. Higinbotham, J. Gomez, O. Hen, and R. Shneor, Phys. Rev. Lett. **106**, 052301 (2011).
19. O. R. Hen, D. W. Higinbotham, G. A. Miller, E. Piasetzky, and L. B. Weinstein, Int. J. Mod. Phys. E **22**, 1330017 (2013).
20. Jiunn-Wei Chen, W. Detmold, J. E. Lynn, and A. Schwenk, Phys. Rev. Lett. **119**, 262502 (2017).
21. O. R. Hen, G. A. Miller, E. Piasetzky, and L. B. Weinstein, Rev. Mod. Phys. **89**, 045002 (2017).
22. J. Arrington, D. W. Higinbotham, G. Rosner, and M. Sargsian, Prog. Part. Nucl. Phys. **67**, 898 (2012); C. Ciofi degli Atti, Phys. Rep. **590**, 1 (2015); L. L. Frankfurt, M. I. Strikman, D. B. Day, and M. Sargsyan, Phys. Rev. C **48**, 2451 (1993).

23. С. В. Бояринов, С. А. Герзон, И. И. Евсеев, Ю. Т. Киселев, Г. А. Лексин, А. Н. Мартемьянов, К. Р. Михайлов, В. Л. Новиков, С. А. Поздняков, Ю. В. Терехов, В. И. Ушаков, В. А. Шейнкман, ЯФ **54**, 119 (1991) [Sov. J. Nucl. Phys. **54**, 71 (1991)]; С. В. Бояринов, М. К. Власов, И. И. Евсеев, Ю. Т. Киселев, Г. А. Лексин, К. Р. Михайлов, А. Н. Мартемьянов, С. А. Поздняков, П. А. Полозов, Ю. В. Терехов, ЯФ **56**(1), 125 (1993) [Phys. At. Nucl. **56**, 72 (1993)]; С. В. Бояринов, И. И. Евсеев, Ю. Т. Киселев, Г. А. Лексин, А. Н. Мартемьянов, К. Р. Михайлов, С. А. Поздняков, Ю. В. Терехов, В. И. Ушаков, В. А. Шейнкман, ЯФ **57**, 1452 (1994) [Phys. At. Nucl. **57**, 1379 (1994)].
24. М. Lorenz, Nucl. Phys. A **967**, 27 (2017).
25. V. V. Abramov, B. Yu. Baldin, A. F. Buzulutskov, V. Yu. Glebov, A. S. Dyshkant, V. N. Evdokimov, A. O. Efimov, A. N. Krinitsyn, V. I. Kryshkin, M. I. Mutafyan, V. M. Podstavkov, R. M. Sulyaev, L. K. Turchanovich, A. A. Glebov, Yu. N. Vrazhnov, and V. V. Zmushko, Z. Phys. C **27**, 491 (1985).
26. M. Sato, S. A. Coon, H. J. Pirner, and J. P. Vary, Phys. Rev. C **33**, 1062 (1986).
27. HADES Collab. (J. Adamczewski-Musch *et al.*), arXiv: 1812.07304.
28. G. Agakishiev *et al.* (HADES Collab.), Phys. Rev. Lett. **103**, 132301 (2009).
29. Yu. T. Kiselev, PoS (Baldin ISHEPP XXI) 106.
30. HERMES Collab. (A. Airapetian *et al.*), Phys. Lett. B **684**, 114 (2010).
31. H. Shen and H. Toki, Nucl. Phys. A **707**, 469 (2002).
32. Zhen-Yu Zhu and Ang Li, Phys. Rev. C **97**, 035805 (2018).
33. T. Fischer, N.-U. F. Bastian, M.-R. Wu, P. Baklanov, E. Sorokina, S. Blinnikov, S. Typel, T. Klähn, and D. B. Blascke, Nature Astronomy **2**, 980 (2018); arXiv: 1712.08788 [astro-ph.HE]; E. R. Most, L. J. Papenfort, V. Dexheimer, M. Hanauske, S. Schramm, H. Stocker, and L. Rezzolla, Phys. Rev. Lett. **122**, 061101 (2019).
34. CLAS Collab. (M. Duer *et al.*), Nature **560**, 617 (2018).
35. S. J. Brodsky and P. Hoyer, Nucl. Phys. A **532**, 79 (1991).

STRUCTURE OF THE NUCLEAR MATTER AT SMALL DISTANCES

Yu. T. Kiselev¹⁾, E. Ya. Paryev^{1),2)}

¹⁾National Research Centre “Kurchatov Institute” — ITEP, Moscow, Russia

²⁾Institute for Nuclear research, Russian Academy of Science, Moscow, Russia

In the last decade there was a significant progress in experimental studying and theoretical describing the properties of cold nuclear matter at small distances. In this paper we show that apart from the deep inelastic lepton scattering on nuclei the process of particle production beyond the nucleon–nucleon kinematics in nucleus–nucleus collisions is also an important source of information about the short-range structure of nuclei. We predict the specific behavior of the observables which can be examined using the high-statistics data on Au + Au interactions collected by the HADES experiment performed at GSI.