

УНИВЕРСАЛЬНОСТЬ НУКЛОННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ В ЯДРАХ И КУМУЛЯТИВНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ ПИОНОВ

Ю. Т. Киселев*

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт» ККТЭФ
117218, Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 марта 2023 г.,
после переработки 18 августа 2023 г.
Принята к публикации 23 августа 2023 г.

Структура ядерной материи на малых межнуклонных расстояниях является одним из мало изученных аспектов физики ядра. На расстояниях порядка радиуса нуклона ядерная материя представлена возникающими на короткое время парами коррелированных нуклонов с относительными импульсами, превышающими импульсы Ферми. Такие структуры, локальная плотность которых соизмерима с плотностью нейтронных звезд, появляются в результате флуктуаций средней ядерной плотности. Одной из важных характеристик нуклонных корреляций является универсальность, означающая независимость их свойств от массовых чисел ядер. Поэтому особенности этих объектов структуры ядра отражают свойства ядерной материи, а не конкретных ядер. Информация о физике малых расстояний извлекается из анализа процессов с большими передачами энергии-импульса. До сих пор свойство универсальности наблюдалось в электрон-ядерных столкновениях только для процесса дезинтеграции нуклонных пар. В настоящей работе проведен анализ данных по кумулятивному образованию пионов протонами на наборе ядерных мишеней и впервые установлено существование универсальности двухнуклонных корреляций в процессе образования π^+ - и π^- -мезонов. Получены свидетельства участия трехнуклонных корреляций в рождении пионов за пределами кинематики их образования во взаимодействиях с двухнуклонными объектами.

DOI: 10.31857/S0044451023120106
EDN: MXFUEI

1. ВВЕДЕНИЕ

Ядерная материя является предметом активных теоретических и экспериментальных исследований в течение многих десятилетий. Тем не менее некоторые аспекты структуры ядер до сих пор остаются почти не изученными. Традиционная ядерная физика рассматривает ядро как коллекцию нуклонов (протонов и нейтронов), связанную мезонными обменами. Модели, основанные на мезон-нуклонной картине ядер, успешно описывают как статические свойства ядер, так и результаты взаимодействий лептонов и адронов с ядерными мишенями. В этих моделях, обычно называемых моделями среднего поля, ядерные нуклоны находятся на расстояниях 1.8–2.0 фм (1 фм = 10^{-13} см) и движутся с нормальными ферми-импульсами $k_F = 200$ –250 МэВ/с. Результатом исследований, выполнен-

ных в последнее десятилетие, стало понимание того, что традиционная мезон-нуклонная картина ядра должна быть дополнена важной частью, описывающей нейтроны и протоны, находящиеся на малых расстояниях, соизмеримых с размером нуклона ($R_N \sim 0.85$ фм), и имеющие импульсы $k > k_F$ [1–5]. Такие нуклоны появляются в результате флуктуаций ядерной плотности, когда два или большее количество нуклонов оказываются на расстояниях менее 1 фм. Плотность этих объектов, известных как короткодействующие нуклонные корреляции (short-range correlations, SRC) [6], в несколько раз больше средней ядерной плотности 0.16 – 0.17 фм $^{-3}$ и соизмерима с плотностью нейтронных звезд. Экспериментальная информация о свойствах ядерной материи на еще меньших межнуклонных расстояниях, ≤ 0.5 фм, соответствующих так называемому ядерному «кору», крайне бедна [7]. На столь малых расстояниях ожидается переход адронной материи в состояние кварк-глюонной плазмы. Интерес к изучению динамики и свойств компактных нуклонных корреляций вызван не только необходимостью по-

* E-mail: yurikis@itep.ru

строения полной картины ядра и выяснения роли квантовой хромодинамики (КХД) в генерации ядерных сил. Понимание физики малых межнуклонных расстояний на количественном уровне также необходимо для корректной интерпретации результатов экспериментов по рассеянию электронов и нейтрино на ядрах, двойному безнейтринному β -распаду, описанию динамики слияния нейтронных звезд и ряда других астрофизических процессов [8].

2. МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ И ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА КОМПАКТНЫХ НУКЛОННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ

В нерелятивистском подходе информация о свойствах ядра содержится в его структурной функции $S(k, E_R)$ — комбинированной вероятности найти в ядре нуклон с импульсом k и энергией отделения E_R . В ряде случаев для описания свойств ядра используется функция $n(k)$ — импульсное распределение нуклонов в ядре, представляющее собой результат интегрирования $S(k, E_R)$ по E_R . Следует иметь в виду, что обе функции не являются непосредственно наблюдаемыми величинами и извлекаются из измеряемых сечений с использованием моделей. Но, несмотря на модельную зависимость результатов, благодаря усовершенствованию теоретических подходов и увеличению точности экспериментальных измерений, в последнее десятилетие достигнут существенный прогресс в понимании структуры ядер на малых межнуклонных расстояниях. Одним из важных достижений является установление подобия формы распределения $n(k)$ для легких и тяжелых ядер в области, содержащей нуклоны с импульсами $300 < k < 650$ МэВ/с.

Глубоко неупругое рассеяние лептонов на ядрах является эффективным методом исследования компактных нуклонных корреляций, благодаря комбинации точно-подобной структуры лептонов и хорошо изученному взаимодействию лептонов с нуклонами через виртуальный фотон. Использование лептонов, не участвующих в сильных взаимодействиях, позволяет изучать результаты лептон-нуклонных столкновений во всем объеме ядра, оставляя ядро не возмущенным. Сечение инклюзивного рассеяния зависит от переменной Бьеркена $X_B = Q^2/2m\nu$, где Q^2 — квадрат четырехмерного импульса, переданного системе виртуальным фотоном, ν — переданная энергия, m — масса нуклона. Величина этой переменной может изменяться в диапазоне $0 \leq X_B \leq A$, а для корреляции, содержащей j нуклонов, находится в пре-

делах $0 \leq X_B \leq j$. Информация о свойствах корреляций извлекается из данных как инклюзивных, так и полуинклюзивных реакций. В последних одновременно с рассеянным лептоном регистрируется один, два или три нуклона. Эксперименты по изучению свойств компактных ядерных объектов были выполнены в кинематических областях доминирования двухнуклонных корреляций: на электронных пучках при $X_B > 1.3$ и $Q^2 > 1.3$ (ГэВ/с)² [9, 10] и на протонных пучках при переданных 4-импульсах $|u| \approx |-t| \gtrsim (1-2)$ (ГэВ/с)² [11, 12]. Отбирались события, в которых нуклоны с импульсами более 300 МэВ/с регистрировались в направлении, близком к направлению виртуального фотона. Анализ результатов показал, что в каждый момент времени около 20% нуклонов входят в состав двухнуклонных корреляций. Эти нуклоны имеют большие, по сравнению с ферми-импульсом k_F , относительные импульсы $k_N > k_F$, тогда как импульс их центра масс $k_{cm} < k_F$. Измеренные импульсные и угловые характеристики реакций в области 300–650 МэВ/с соответствуют ожидаемым характеристикам процесса дезинтеграции (breakup) виртуальным фотоном компактных двухнуклонных корреляций [10]. Изучение изотопической структуры двухнуклонных корреляций показало, что количество протон-нейтронных пар с нулевым изоспином в 20 раз превышает количество протон-протонных и нейтрон-нейтронных пар [11]. Такая асимметрия является следствием доминирования тензорного взаимодействия между нуклонами на расстояниях около 1 фм [13]. Почти идентичные результаты, полученные в электрон-ядерных и протон-ядерных экспериментах в области больших передач энергии-импульса частицам конечного состояния, свидетельствуют о том, что оба класса реакций являются равноценными источниками информации о свойствах ядерной материи на малых расстояниях.

Почти 40 лет назад Европейская мюонная коллаборация (ЕМС) обнаружила неожиданное поведение отношения сечения глубоко неупругого рассеяния мюонов на ядре ⁵⁶Fe к сечению на дейтерия ²D [14]. В области $0.35 \leq X_B \leq 0.7$ отношение, нормированное на число нуклонов в ядрах железа и дейтерия $R = (\sigma^{Fe}/56)/(\sigma^D/2)$, оказалось значительно меньше ожидаемого значения 1, уменьшалось с увеличением X_B и почти не зависело от величины Q^2 . Такое поведение отношения, получившее название «эффект ЕМС», было многократно подтверждено данными других измерений, выполненных на разных ядерных мишенях от гелия до свинца, и продемонстрировавших усиление эффекта с

ростом массового числа ядра A . Эти эксперименты, явно указывающие на различие структурных функций свободных и связанных ядерных нуклонов, вызвали продолжительную и широкую дискуссию о причине эффекта ЕМС, однако однозначного ответа не было найдено.

Новую волну интереса к проблеме модификации кварковой структуры ядерных нуклонов инициировали недавние работы, выполненные экспериментаторами и теоретиками в лаборатории им. Джефферсона (JLab, США). Во-первых, анализ прецизионных данных по отношениям сечений на легких ядрах бериллия и бора к сечению на дейтроне [15] показал, что в области доминирования двухнуклонных корреляций величина эффекта ЕМС связана не со средней, а с локальной плотностью ядер. Во-вторых, была обнаружена линейная зависимость между величиной эффекта ЕМС, определяемой как значение наклона dR/dX_B отношения сечений на ядре A и ядре дейтерия в области $0.35 \leq X_B \leq 0.7$, и величиной отношения вероятностей существования двухнуклонных корреляций в этих ядрах [16, 17]. Эта удивительная эмпирическая зависимость позже была получена в двух различных теоретических подходах: импульсном приближении теории рассеяния и эффективной теории поля (EFT) [18]. Наличие такой связи указывает на существенное изменение структуры не всех нуклонов ядра, а только высокоимпульсных нуклонов, входящих в состав компактных нуклонных корреляций. Следует отметить, что эти нуклоны не находятся на массовой поверхности и характеризуются большими значениями виртуальности $v = K^2 - m^2$, где K и m — импульс связанного нуклона и масса свободного нуклона соответственно [5, 19]. Установленные ранее и новые свойства этих объектов ядерной структуры свидетельствуют, что оба явления — эффект ЕМС и существование короткодействующих корреляций в ядрах — определяются не свойствами конкретных ядер, а свойствами «холодной» и плотной ядерной материи.

Описание взаимодействия с корреляциями в кинематической области больших передач энергии-импульса требует релятивистского подхода, в котором наиболее адекватными переменными являются переменная светового фронта α и Q^2 для лептон-ядерных столкновений или α и квадрат поперечного импульса P_T^2 для адрон-ядерных [19, 20]. Величина α_i определяет долю продольной компоненты импульса конститuenta i составного релятивистского объекта на световом конусе по отношению к такой же величине для всего объекта. Следуя работе [6], в обла-

сти доминирующего вклада многонуклонных корреляций представим сечение реакции на ядре A в виде суммы сечений на конфигурациях, содержащих j нуклонов:

$$\sigma^A = \sum_{j=2}^A A(1/j) a_j(\alpha_j) \sigma_j(\alpha, P_T^2). \quad (1)$$

Здесь $\alpha_j(A)$ — нормированная на число нуклонов вероятность того, что j нуклонов ядра A входят в состав корреляции, $(A/j)\alpha_j(A) = n_j(A)$ — число таких корреляций, $\sigma_j(\alpha, P_T^2)$ — сечение взаимодействия с j -нуклонной корреляцией. Поскольку средняя плотность ядер невелика, в любых реалистических расчетах (см., например, [21]) вероятность α_{j+1} при всех A существенно меньше, чем α_j . Поэтому вклад в сечение области $j+1$ мал. Отбор событий с нуклонами, импульсы которых превышают максимальную величину импульса при их образовании на $(j-1)$ -нуклонной корреляции, исключает вклад в сечение области $j-1$. Вследствие этого главный вклад в сечение вносит область $j-1 < \alpha < j$. Для случая $j=2$ доминирующим является вклад двухнуклонных корреляций. В отношении сечений образования частиц, определенных уравнением (1), на тяжелом ядре A к соответствующему сечению на легком ядре B сечения на j -нуклонной корреляции $\sigma_j(\alpha, P_T^2)$ сокращаются. Поэтому в простой модели [6], не включающей поглощение вторичных частиц, отношения сечений, нормированные на числа нуклонов в ядрах,

$$\begin{aligned} r(A, B, j) &= (B/A) [\sigma_j^A(\alpha, P_T^2) / \sigma_j^B(\alpha, P_T^2)] = \\ &= n_j^A / n_j^B, \quad (2) \end{aligned}$$

равны дискретным значениям при каждом j , а именно, отношениям чисел j -нуклонных корреляций в ядрах A и B . Это означает, что хотя абсолютная величина отношения r зависит от массовых чисел ядер A и B , формы высокоимпульсных компонент распределения нуклонов $n_j(k)$ универсальны для всех ядер. Экспериментальным проявлением универсальности компактных j -нуклонных конфигураций является независимость в некоторой области j отношения r от переменных α и P_T^2 (или X_B и Q^2) для любой пары ядер. Впервые такие плато в отношении сечений образования электронами высокоимпульсных протонов на серии ядер к сечению на дейтроне для $j=2$ были наблюдаемы в экспериментах, проведенных на электронных пучках SLAC (США), и интерпретированы в работе [6]. Позже эти результаты были подтверждены рядом измерений, выполненных в JLab [22, 23].

Модели, претендующие на описание процессов с участием компактных нуклонных конфигураций

в ядрах, можно разделить на две основные группы. В моделях первой группы [1–3, 19] используются адронные степени свободы, и нуклоны, входящие в состав конфигураций, даже при экстремально малых межнуклонных расстояниях не теряют своей индивидуальности. Альтернативный подход базируется на предположении, что плотность корреляций и виртуальность входящих в них нуклонов достаточно велики, чтобы изменить структуру их нуклонных составляющих. В таких моделях на малых расстояниях нуклоны корреляции теряют свою индивидуальность и сливаются в многокварковые объекты [24–27]. Выяснение природы компактных и плотных объектов ядерной структуры является одной из самых актуальных задач современной ядерной физики. Для ее решения необходимо дальнейшее изучение их свойств, одним из которых является универсальность, означающая способность независимо от массового числа ядер A одинаковым образом участвовать в рождении частиц разных сортов, отражая свойства ядерной материи, а не конкретных ядер, в которых они образовались.

На языке кварковых моделей проверка справедливости равенства (2) в процессах глубоко неупругого рождения адронов, содержащих разные кварки, сводится к изучению зависимости универсальности корреляций от ароматов кварков. В настоящее время наличие универсальности установлено только в обсуждаемых выше реакциях дезинтеграции протон-нейтронных ($uud-udd$) пар, т. е. в процессах с участием легких u - и d -кварков. В настоящей работе изучен вопрос об универсальности корреляций в процессах рождения $\pi^+(u\bar{d})$ - и $\pi^-(d\bar{u})$ -мезонов, имеющих в своем составе другие комбинации легких кварков. Дальнейшая программа изучения универсальности включает принципиально важную проверку поведения корреляций при образовании частиц, имеющих в своем составе кварки, не входящие в состав нуклонов. Возможность расширения исследований на сектор странных и очарованных кварков в глубоко неупругих полуинклюзивных реакциях рождения каонов и J/ψ -мезонов лептонами на ядрах обсуждалась в работе [28]. В работе [29] предложено расширение изучения универсальности на сектор тяжелых кваркониев $J/\Psi(c\bar{c})$ и $\Upsilon(b\bar{b})$ в процессах их глубоко подпорогового фотообразования на ядрах.

3. АНАЛИЗ КУМУЛЯТИВНЫХ РЕАКЦИЙ И ЕГО РЕЗУЛЬТАТЫ

Дополнительная информация о свойствах компактных нуклонных конфигураций может быть по-

лучена из анализа данных по образованию на ядрах высокоэнергичных кумулятивных адронов разных сортов. Кумулятивное образование адронов — процесс рождения частиц за пределами кинематики столкновений налетающей частицы с ядерными нуклонами, несущими нормальные ферми-импульсы, — так же, как и описанные выше реакции дезинтеграции протон-нейтронных пар, является процессом с большими передачами энергии-импульса. Для получения новых сведений об универсальности корреляций был проведен повторный анализ полученных нами ранее на ускорителе ИТЭФ данных о рождении протонами с энергией 10 ГэВ заряженных пионов двух знаков на наборе ядерных мишеней ${}^9\text{Be}$, ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{63}\text{Cu}$, ${}^{181}\text{Ta}$ [30, 31]. Было установлено, что при любом выборе переменных для описания поведения сечений, спектры π -мезонов на легких ядрах ($A \leq 12$) уменьшаются быстрее с ростом импульса кумулятивных адронов, чем на средних и тяжелых ядрах, где они демонстрируют независимость от A ¹⁾. Вероятной причиной этого является кинематический эффект отдачи ядра-остатка при столкновении массивной сильно взаимодействующей частицы с нуклонной конфигурацией в ядре-мишени. В отсутствие спиновых эффектов сечение образования кумулятивных частиц зависит от трех переменных, в качестве которых мы выберем энергию столкновения $S^{1/2}$, продольную переменную α и квадрат поперечного импульса P_T^2 . Измерение сечений образования π -мезонов было проведено при фиксированной энергии протонного пучка и, следовательно, при одинаковой величине $S^{1/2}$ для всех ядер. Из-за релятивистской природы конфигураций в настоящей работе для анализа данных в качестве продольной переменной используется модифицированная переменная светового фронта α , которая в случае взаимодействия с участием двухнуклонной конфигурации в реакции $Ab \rightarrow cX$ при конечной скорости движущегося ядра A имеет вид

$$\alpha_c^A = \frac{\alpha_c - m_c/m\gamma}{1 - 1/\gamma - m_b/(m(A-2))}. \quad (3)$$

Здесь $\alpha_c = (E_c - P_c^l)/m$ — переменная светового фронта регистрируемой частицы c ; m — масса нуклона; E_c и P_c^l обозначают полную энергию регистрируемой частицы c и продольную компоненту ее импульса в лабораторной системе соответственно; $\gamma = E_b/m_b$ — лоренц-фактор частицы b . Переменная α_c^A определена в системе быстро движущейся

¹⁾ Этим же свойством обладают спектры кумулятивных протонов и каонов.

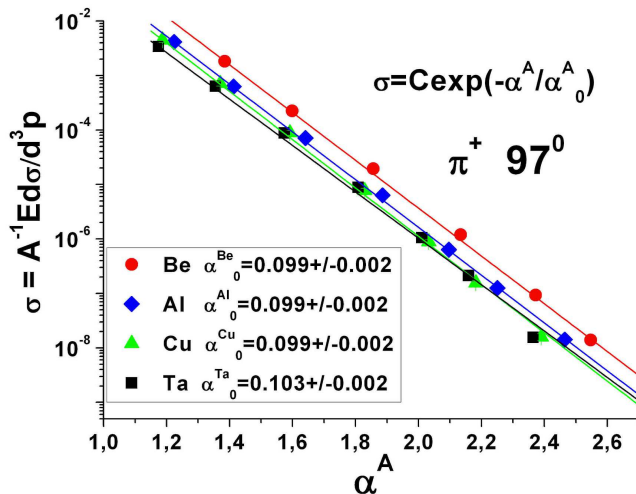


Рис. 1. Инвариантные сечения образования π^+ -мезонов под углом 97° в единицах $\text{мб} \cdot \text{ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^3 \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{нуклон}^{-1}$ под действием протонов с энергией 10.14 ГэВ как функция переменной α^A . На рисунке указаны величины параметров наклона спектров с погрешностями, включающими статистические и систематические ошибки

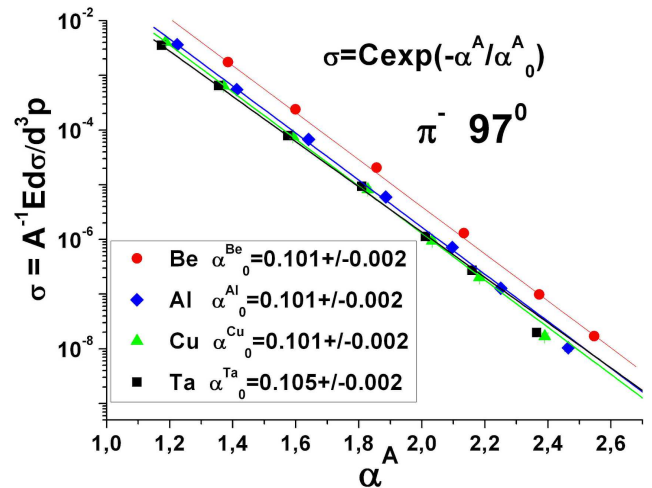


Рис. 2. Инвариантные сечения образования π^- -мезонов под углом 97° в единицах $\text{мб} \cdot \text{ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^3 \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{нуклон}^{-1}$ под действием протонов с энергией 10.14 ГэВ как функция переменной α^A . На рисунке указаны величины параметров наклона спектров с погрешностями, включающими статистические и систематические ошибки

гося ядра A и учитывает как эффект отдачи ядра-остатка $A - 2$ при столкновении двухнуклонной корреляции с частицей b , так и конечную скорость взаимодействующих объектов, γ . При анализе реакций под действием фотонов, электронов и нейтрино эффектом отдачи ядра можно пренебречь по причине малости величин $1/\gamma$ и m_b . При этом переменная α_c^A стремится к не зависящей от A переменной светового фронта α_c^2). Аналогичная переменная использовалась нами в работе [32] при анализе данных о рождении протонами кумулятивных каонов.

Представленные на рис. 1, 2 инвариантные сечения образования кумулятивных пионов, $A^{-1}Ed\sigma/d^3p$, изменяющиеся на 5 порядков величины в измеренном интервале α^A , могут быть описаны простой экспоненциальной зависимостью

$$A^{-1}Ed\sigma/d^3p = \text{const} \cdot \exp(-\alpha^A/\alpha_0^A).$$

Три набора точек на рис. 3 демонстрируют влияние эффекта отдачи ядра $A - 2$ и энергетической поправки на форму спектра π^+ -мезонов из легкого ядра ${}^9\text{Be}$. Квадратами показан спектр как функция переменной α , не включающей никаких поправок. Треугольниками представлен спектр в зависимости от переменной α^{Be} , включающей только поправку на эффект отдачи ядра $A - 2$. Согласно уравнению (3), величина этой поправки уменьшается с

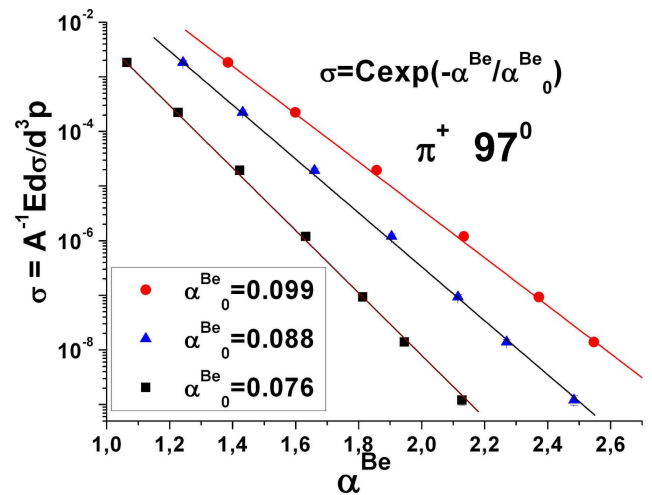


Рис. 3. Влияние поправок на форму спектра π^+ -мезонов

увеличением A и становится не существенной для средних и тяжелых ядер, как это видно на рис. 1, 2. Кружками показан результат введения обеих поправок. На вставке рис. 3 приведены параметры наклонов спектров.

Спектры регистрируемых кумулятивных π -мезонов как функция переменной α^A имеют одинаковую форму для всех ядер. Количественной мерой подобия спектров частиц, рожденных под фиксированным углом, может служить разброс параметров наклона спектров α_0^A , величина которого, как видно из данных табл. 1, не превышает 2.5%. Причина различия параметров для углов регистрации 97° и 119° будет обсуждена ниже.

²⁾ Поскольку в настоящей статье будет проведен анализ данных, относящихся только к рождению π -мезонов, далее индекс s мы будем опускать.

Таблица 1. Параметры наклона α_0^A спектров кумулятивных пионов, рожденных под углом θ в лабораторной системе, при их аппроксимации зависимостью $A^{-1} Ed\sigma/d^3p = \text{const} \cdot \exp(-\alpha^A/\alpha_0^A)$. В последнем столбце приведены усредненные по четырем ядрам значения χ^2/ndf , характеризующие качество аппроксимаций. Указанные ошибки — статистические. Систематическая ошибка, связанная в основном с диапазоном импульсов, включенным в параметризацию, составляет ± 0.0014

	Be	Al	Cu	Ta	θ , град.	χ^2/ndf
π^+	0.099 ± 0.001	0.099 ± 0.001	0.099 ± 0.001	0.103 ± 0.001	97	1.4
π^-	0.109 ± 0.001	0.109 ± 0.001	0.110 ± 0.001	0.111 ± 0.001	119	1.1
π^+	0.101 ± 0.001	0.101 ± 0.001	0.101 ± 0.001	0.105 ± 0.002	97	1.0
π^-	0.108 ± 0.001	0.109 ± 0.002	0.109 ± 0.002	0.110 ± 0.002	119	0.4

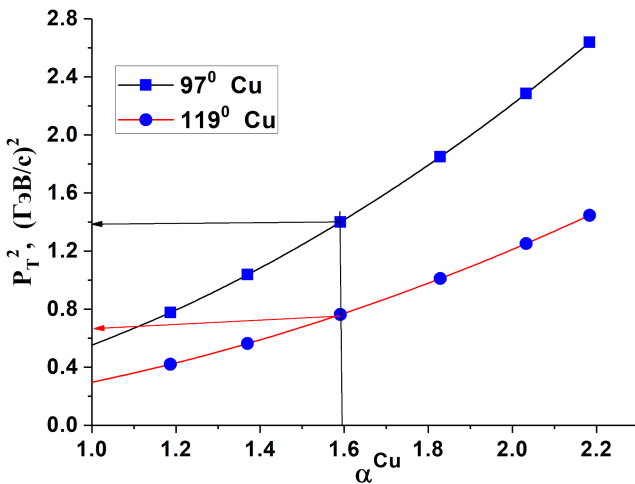


Рис. 4. Иллюстрация связи между переменными α^A и P_T^2 при фиксированных значениях α^{Cu}

Анализ данных, полученных под двумя углами 97° и 119° , позволяет получить более детальную информацию о поведении сечений, а именно, проследить зависимость сечения от продольной переменной при фиксированных значениях поперечной переменной и зависимость от поперечной переменной при фиксированных значениях продольной. Формула, определяющая значение переменной светового фронта регистрируемого π -мезона при фиксированном угле вылета θ в лабораторной системе, $\alpha = (E - p \cos \theta)/m$, связывает величину его импульса p с переменной α и, следовательно, величину поперечного импульса $p \sin \theta$ с переменной α^A , вычисленной с помощью равенства (3). На рис. 4 эта связь для ядра меди показана двумя линиями³⁾. Видно, что при любом выбранном α^{Cu} существуют два сечения, соответствующие двум разным углам и, следовательно, разным величинам P_T^2 . Квадраты на верхней линии соответствуют импульсам π -мезонов в диапазоне $0.715\text{--}1.79$ ГэВ/с, сечение рождения которых под углом 97° на ядре меди измере-

ны и представлены в табл. 1 работы [30]. Кружки на нижней линии соответствуют мезонам с теми же значениями α^{Cu} , регистрируемыми под углом 119° . Сечения в этих точках как функция α^{Cu} вычислены с помощью параметризации спектров пионов, измеренных под углом 119° на ядре меди и представленных в табл. 2 работы [31]. Знание измеренных сечений образования пионов дает возможность оценить их изменение с увеличением P_T^2 при фиксированных значениях α^A , предполагая типичное для адронных процессов экспоненциальное уменьшение сечений с ростом поперечного импульса вида

$$Ed\sigma/d^3p \sim \exp(-P_T^2/\delta^2), \tag{4}$$

где величина показателя экспоненты вычисляется по формуле

$$\delta^2 = \frac{97P_T^2 - 119P_T^2}{\ln[\sigma(\alpha, 119P_T^2)/\sigma(\alpha, 97P_T^2)]}. \tag{5}$$

Представленное на рис. 5 поведение показателя δ^2 означает, что с увеличением α^A эффект уменьшения сечений с ростом поперечного импульса становится более слабым. Тем не менее величина поперечного импульса продолжает увеличиваться, что свидетельствует об образовании кумулятивных π -мезонов на малых и уменьшающихся с ростом α^A расстояниях. Следствием этого является увеличение ядерной плотности в зоне пространственного перекрытия нуклонов корреляции, поскольку расстояние между нуклонами $r \sim \hbar c/P_T$ ($\hbar c = 0.196$ ГэВ · фм).

Как видно на рис. 6, при любой выбранной величине P_T^2 существуют два сечения, соответствующие двум разным углам и, следовательно, разным величинам α^{Cu} . Ромбы на нижней линии рис. 6 соответствуют изменению $0.504 < P_T^2 < 2.63$ (ГэВ/с)² для π^- -мезонов, сечение рождения которых под углом 97° измерены и представлены в табл. 1 работы [30]. Треугольники на верхней линии соответствуют мезонам с теми же P_T^2 , регистрируемыми под

³⁾ $\alpha^{Cu} = 1.121(\alpha - 0.015)$.

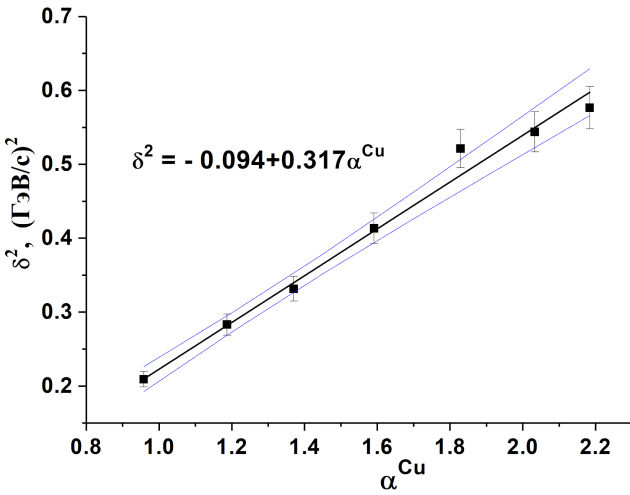


Рис. 5. Показатель экспоненты δ^2 как функция α^{Cu} . Коридор ошибок соответствует одному стандартному отклонению

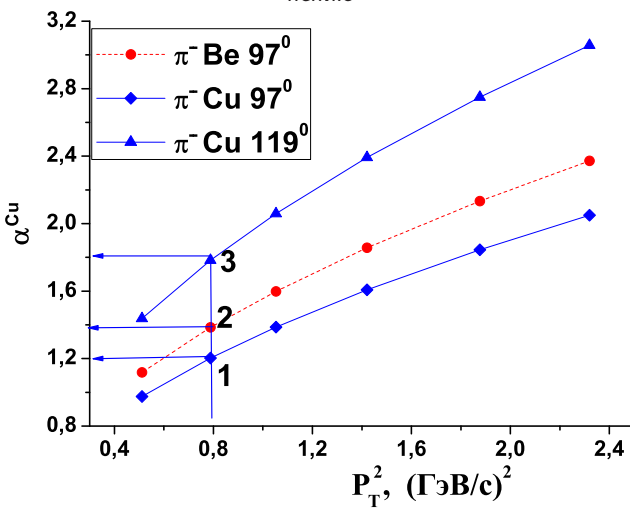


Рис. 6. Иллюстрация связи между переменными α^A и P_T^2 при фиксированных значениях P_T^2

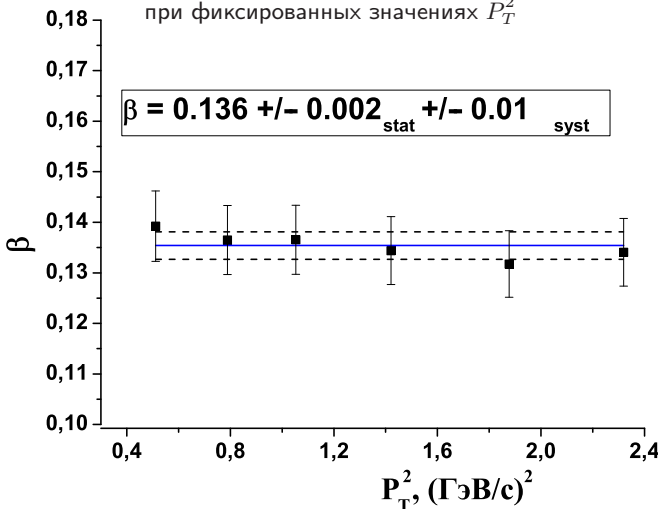


Рис. 7. Параметр наклона спектров β как функция P_T^2 . Также указана средняя величина β и погрешность ее определения

углом 119° . Сечения в этих точках вычислены с помощью параметризации спектров, измеренных под углом 119° и представленных в табл. 2 работы [31]. Знание сечений и разностей α^A дает возможность оценить изменение сечений с ростом α^A при фиксированных значениях поперечного импульса, предполагая типичное для кумулятивных процессов экспоненциальное уменьшение сечения с ростом продольной переменной,

$$Ed\sigma/d^3p \sim \exp(-\alpha^A/\beta), \quad (6)$$

где величина показателя экспоненты вычисляется по формуле

$$\beta = \frac{\alpha_{119}^A - \alpha_{97}^A}{\ln[\sigma(\alpha, P_{T97})/\sigma(\alpha, P_{T119})]}. \quad (7)$$

Величины β одинаковы для всех ядер и постоянны во всем диапазоне P_T^2 . Пример для ядра меди показан на рис. 7. Поскольку величины β больше приведенных в табл. 1 величин α_0^A для углов 97° и 119° , сечение образования кумулятивных пионов при фиксированных значениях P_T^2 уменьшается с ростом α^A медленнее, чем в случае измерения под фиксированным углом, где уменьшение сечения определяется не только увеличением α^A , но и одновременным увеличением поперечного импульса. Сравнение рис. 5 и рис. 7 показывает, что зависимости сечения образования кумулятивных пионов от продольной и поперечной переменных совершенно различны.

Сильная чувствительность сечений к изменению поперечного импульса приводит к более быстрому уменьшению сечений, измеренных под углом 97° , по сравнению с сечениями под углом 119° .

4. ПРОВЕРКА СООТНОШЕНИЯ УНИВЕРСАЛЬНОСТИ КОРРЕЛЯЦИЙ

Необходимое для проверки универсальности корреляций вычисление отношений сечений (уравнение (2)) при одинаковых значениях аргументов α^A и P_T^2 основано на результатах, полученных в разд. 3. Измерение сечений на всех ядерных мишенях при выбранных значениях импульсов проводилось под фиксированным углом, что автоматически обеспечивало равенство поперечных импульсов. Однако из-за зависимости переменной α^A от массового числа ядра (уравнение (3)) значения α^A оказываются разными для ядер с разными A . Процедура вычисления отношения сечений $R(Cu/Be)$ для реакции образования π^- -мезонов протонами на ядрах меди и

бериллия при одинаковых α^A и P_T^2 иллюстрируется данными, приведенными на рис. 6 и 8.

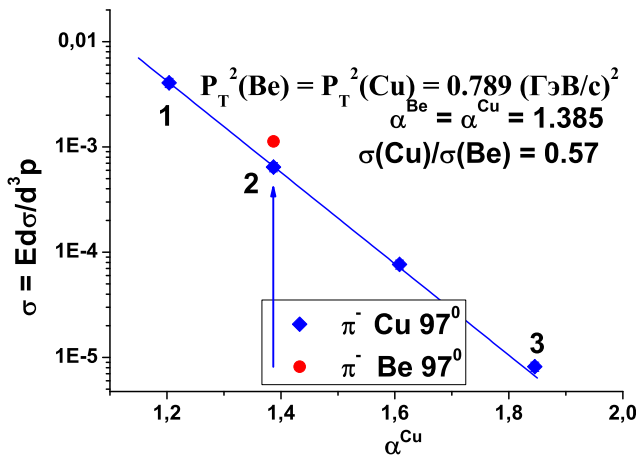


Рис. 8. Иллюстрация процедуры вычисления отношения сечений при одинаковых значениях α и P_T^2

Поскольку поведение сечения между точками 1 и 3 на рис. 6 определяется формулами (6), (7), значение сечения на ядре меди в точке 2 при равных для обоих ядер величинах P_T^2 и $\alpha^{Cu} = \alpha^{Be}$ может быть вычислено путем интерполяции по формуле

$$E \frac{d\sigma_2}{d^3 p} = E \frac{d\sigma_1}{d^3 p} \exp\left(-\frac{\alpha_2 - \alpha_1}{\beta}\right). \quad (8)$$

Инклюзивные сечения при $\alpha^A = 1.385$ и $P_T^2 = 0.789$ (ГэВ/с)² на ядрах бериллия и меди показаны на рис. 8 кружком и ромбом соответственно. Сечение на ядре ⁹Be взято из табл. 1 работы [30]. Видно, что отношение сечений $R(Cu/Be) < 1$. Аналогичным образом вычисляются отношения $R(Cu/Be)$ при одинаковых значениях α^A и P_T^2 для всех измеренных точек. Эта же процедура используется для определения отношений $R(Al/Be)$ и $R(Ta/Be)$.

На рис. 9 приведены отношения сечений образования протонами с энергией 10.14 ГэВ кумулятивных π^+ - и π^- -мезонов на ядрах с массовым числом A к соответствующему сечению на ядре бериллия. Величины сечений разделены на числа нуклонов в ядрах. Сплошные горизонтальные прямые — результат фитирования с одним параметром (константой)⁴. Диапазоны фитирования выбраны по данным для π^- -мезонов.

В области $1.2 < \alpha^A < 1.7$, где доминирующий вклад в сечения вносят взаимодействия с двухнук-

лонными корреляциями, отношения сечений не зависят ни от α^A , ни от P_T^2 , тогда как абсолютные значения сечений, соответствующие разным точкам, различаются на 5 порядков величины, а поперечные импульсы изменяются от 0.7 до 1.8 ГэВ/с. Такое поведение сечений является сигналом универсальности корреляций. Универсальность двухнуклонных корреляций в процессах рождения пионов двух знаков наблюдается впервые. Как для π^+ -, так и для π^- -мезонов при $\alpha^A > 2$ величина отношений на всех ядрах заметно увеличивается, что может быть интерпретировано как проявление участия трехнуклонных корреляций в процессе образования пионов с большими импульсами. Согласно равенству (2) отношения сечений $r_{j=2}(A/Be)$ и $r_{j=3}(A/Be)$, измеренные в соответствующих диапазонах α^A , связаны с отношениями вероятностей существования корреляций $j = 2$ и $j = 3$ в этих ядрах. Это позволяет провести сравнение величин отношений сечений рождения π^+ - и π^- -мезонов на $2N$ - и $3N$ -корреляциях в разных ядрах как с соответствующими величинами, извлеченными из анализа данных по рождению протонов в электрон-ядерных реакциях, так и с результатами модельных расчетов. Необходимые для сравнения данные собраны в табл. 2. Самой легкой мишенью в наших экспериментах было ядро ⁹Be, в то время как во многих работах измерены отношения сечений на разных ядрах к сечениям на дейтерии или гелии-3. Тем не менее эти данные могут быть использованы для сравнения необходимых нам отношений. Так, например, отношение сечения на меди к сечению на бериллии в области доминирования j -нуклонной корреляции вычисляется как

$$r_j(Cu/Be) = r_j(Cu/D)/r_j(Be/D),$$

поскольку сечения на дейтроне (или гелии-3) сокращаются в отношениях.

Более детальное рассмотрение процесса получения информации о свойствах нуклонных корреляций требует выхода за рамки простой модели образования адронов, предсказывающей, согласно уравнению (2), равенство отношений сечений r_j , измеренных в инклюзивных реакциях, и отношений чисел j -нуклонных корреляций в ядрах. Экспериментальные результаты полуинклюзивных реакций по дезинтеграции нейтронно-протонных пар также находятся в согласии с этим предсказанием, в то время как наблюдаемые абсолютные величины отношений сечений образования пионов в полуинклюзивных процессах существенно меньше. Одной из возможных причин этого является разное поглощение адронов при их распространении по ядру. Влияние

⁴ Фитирование линейной функцией с двумя параметрами дает величину параметра наклона с ошибкой порядка величины параметра и не содержит новой информации.

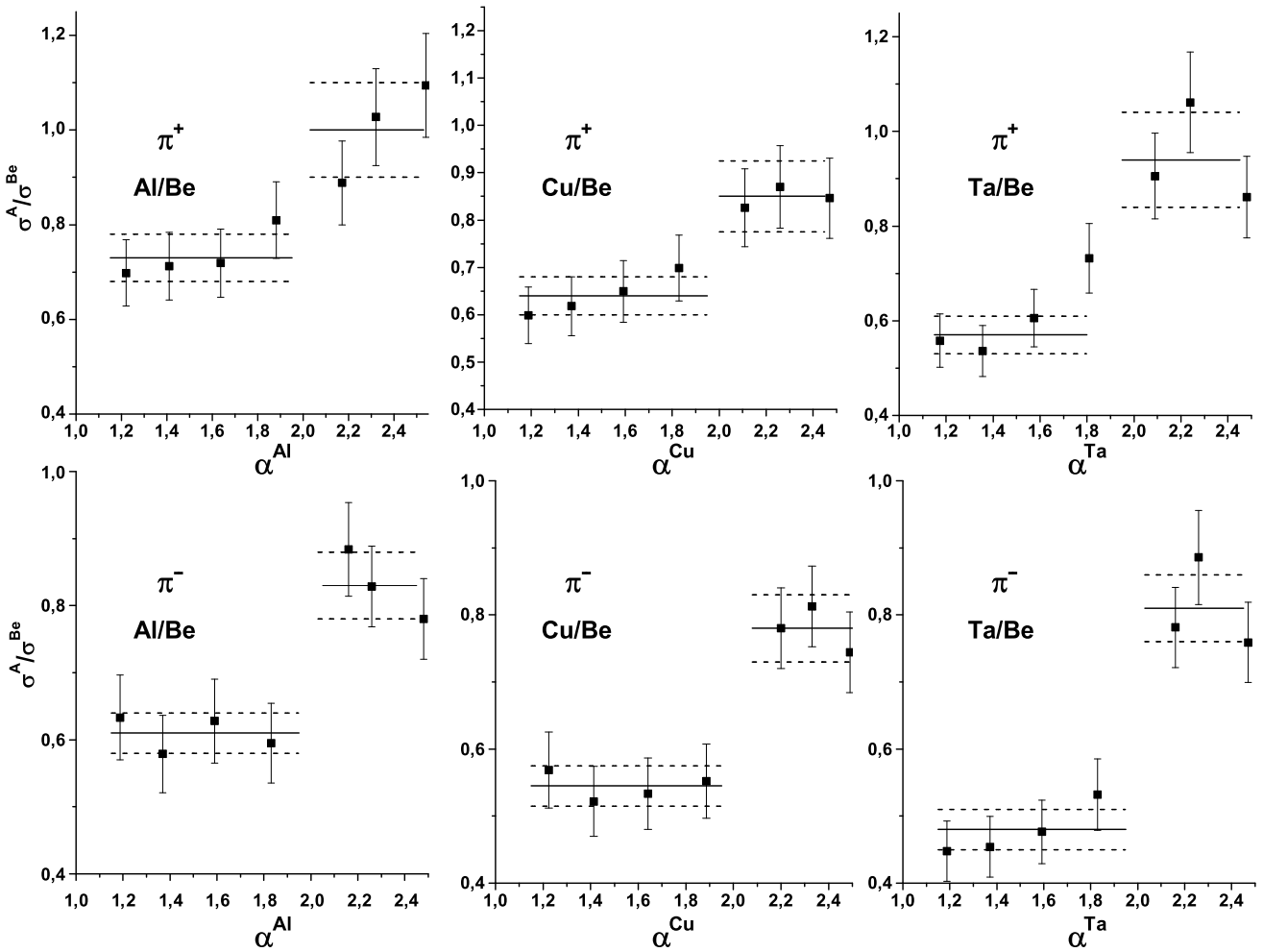


Рис. 9. Зависимости от α^A отношений сечений образования протонами кумулятивных π^+ -мезонов (верхний ряд) и π^- -мезонов (нижний ряд) на ядрах с массовым числом A к соответствующим сечениям на ядре Be

этого эффекта может быть учтено введением в равенство (2) факторов поглощения [33]:

$$R = r(f^A/f^B). \tag{9}$$

Здесь r определено равенством (2), f^A и f^B — факторы поглощения вторичных частиц в тяжелом ядре A и легком ядре B соответственно. Очевидно, что отношение $(f^A/f^B) \leq 1$, поэтому ожидаемые величины R , извлеченные из полуинклюзивных реакций, не могут превышать соответствующие величины для инклюзивных реакций, равные отношениям чисел j -нуклонных корреляций n_j^A/n_j^B . Для вычисления отношений, приведенных во второй и третьей колонках табл. 2, использовались данные, представленные на рис. 9. Отношения в четвертой колонке вычислены из данных колонок 3 и 4 табл. I работы [34], в которой собрана вся информация об отношениях сечений в области доминирования двухнуклонных корреляций и довольно бедные сведе-

Таблица 2. Отношение сечений образования π^+ - и π^- -мезонов $R(3/2) = R_{j=3}(A/Be)/R_{j=2}(A/Be)$ на ядрах с массовым числом A к соответствующим сечениям на ядрах бериллия

R	π^+	π^-	P [34]	[21]
Al/Be	1.37 ± 0.17	1.35 ± 0.16	1.32 ± 0.15	1.71
Cu/Be	1.33 ± 0.16	1.42 ± 0.17	1.38 ± 0.17	1.89
Ta/Be	1.65 ± 0.22	1.72 ± 0.23	1.45 ± 0.22	1.96

ния о рождении протонов, возникающих при дезинтеграции нуклонных троек в электрон-ядерных реакциях⁵⁾. В последней колонке табл. 2 приведены отношения вероятностей существования кварковых кластеров, содержащих 6 и 9 кварков в ядрах с массовым числом A к соответствующей величине в яд-

⁵⁾ Отношение для ядра алюминия получено путем интерполяции данных [34] для углерода и меди.

ре бериллия, вычисленные по данным табл. IV работы [21]. Величины $R_{j=2}(A/\text{Be})$, отражающие относительные вероятности существования двухнуклонных конфигураций в произвольном ядре A и выбранном легком ядре, выражаются через отношения измеренных сечений и могут быть определены из компиляции всех имеющихся данных с точностью 5–8%. Точность экспериментальных данных по отношениям $R_{j=3}(A/\text{Be})$ составляет около 15% [34].

В работе [34] рассмотрены три экспериментальных критерия существования трехнуклонных корреляций. Первый — это наблюдение плато в отношении сечений на ядрах в области, где $3N$ -корреляция вносит основной вклад в сечение. В этой области отношение $R_{j=3}(A/\text{Be})$ не зависит от α и Q^2 или от α и P_T^2 . Второй связан с переходом от области корреляции $j = 2$ к области корреляции $j = 3$. В проведенном анализе данных по поиску малонуклонных корреляций в эксперименте по рождению высокоэнергичных протонов пороговое значение α , при котором вклад в сечение корреляции $j = 3$ становится заметным, оценено как $\alpha \approx 1.6$ [19]. Третьим критерием, основанным на предложенном в [34] механизме образования трехнуклонных корреляций, является квадратичное соотношение между вероятностями существования в ядре A корреляций с $j = 3$ и $j = 2$ и, следовательно, между отношениями соответствующих сечений

$$R_{j=3}(A) \approx R_{j=2}^2(A). \quad (10)$$

Точность этого предсказания оценивается авторами как 10%. Учет поглощения вторичных адронов, необходимый для извлечения информации о свойствах корреляций из анализа полуинклюзивных реакций, сильнее изменяет абсолютные значения сечений, чем из отношения. Поэтому при сравнении полуинклюзивных данных, полученных на электронных и протонных пучках, представим предсказание (10) в виде отношения

$$R(3/2) \approx R_{j=3}(A)/R_{j=2}(A) = R_{j=2}(A). \quad (11)$$

Теперь сопоставим приведенные выше критерии существования $3N$ -корреляций и экспериментальные результаты, представленные на рис. 9. В анализируемых данных по рождению π -мезонов протонами в кумулятивных реакциях с большими передачами энергии-импульса так же, как в электрон-ядерных реакциях [34], наблюдаются плато, соответствующие $2N$ - и $3N$ -корреляциям. Переход между областями доминирования корреляций также начинается при $\alpha^A \approx 1.6$. Данные табл. 2 показывают, что критерий (11) выполняется и в реакции, индуцированной протонами. Отношения сечений $R(3/2)$

в области превалирования соответствующих корреляций для π^+ - и π^- -мезонов, полученные в реакциях под действием протонов, совпадают в пределах ошибок с отношениями для протонов, измеренными в реакциях под действием электронов. Отношения, вычисленные в модели кварковых кластеров [21] без учета поглощения регистрируемых частиц и приведенные в последней колонке табл. 2, также находятся в разумном соответствии с экспериментальными данными⁶⁾. Равенство величин $R(3/2)$ для разных комбинаций ядер свидетельствует, что отношение характеризует ядерную материю и не зависит ни от свойств конкретных ядер, ни от способов его измерения. Таким образом, результаты сравнения являются первыми значимыми свидетельствами в пользу наблюдения трехнуклонной конфигурации в протон-ядерных реакциях.

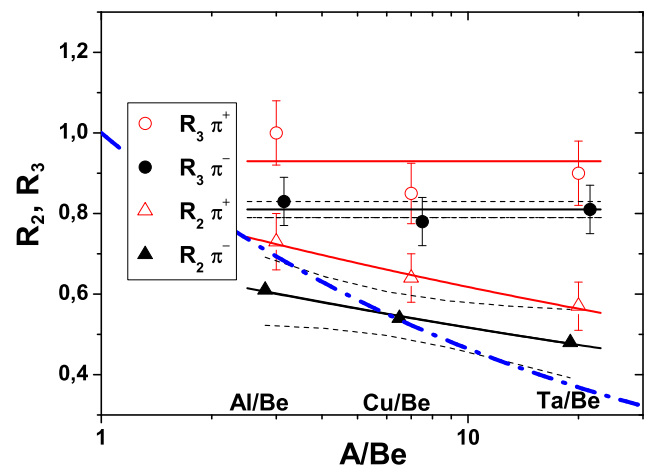


Рис. 10. A -зависимость отношений $R_j = (9/A)(\sigma_j^A/\sigma_j^{\text{Be}})$ сечений образования π^+ -мезонов (светлые символы) и π^- -мезонов (темные символы) в области доминирования $2N$ -корреляций (треугольники) и $3N$ -корреляций (кружки). Для удобства восприятия символы немного сдвинуты вдоль оси A/Be , а коридоры неопределенностей, соответствующие одному стандартному отклонению от аппроксимирующих кривых, показаны пунктирными линиями только для π^- -мезонов.

Как видно на рис. 9, 10, отношения сечений $R_{j=3}(A/\text{Be})$ заметно больше, чем $R_{j=2}(A/\text{Be})$, что означает более сильную A -зависимость процесса образования мезонов в области доминирования $3N$ -корреляций и еще раз свидетельствует о том, что величина сечений связана с локальной, а не средней ядерной плотностью. Отношение $R_{j=2}(A/\text{Be})$ с ростом размеров ядер следует степенной зависимо-

⁶⁾ Заметим, что в этой модели соотношение (10) выполняется с точностью около 5%.

сти $(A/Be)^n$ с $n = -0.131 \pm 0.013$ для π^+ -мезонов и $n = -0.125 \pm 0.011$ для π^- -мезонов. Эти величины значительно больше, чем $n = -0.34 \pm 0.02$ [35] или $n = -0.289 \pm 0.007$ [36], соответствующие образованию протонов на поверхности ядер в процессе дезинтеграции нуклонных пар в электрон-ядерных реакциях⁷⁾. В области преобладающего вклада в сечение двухнуклонных корреляций уменьшение отношений сечений с увеличением A , наблюдаемое в работах [35, 36], хорошо воспроизводится расчетами в глауберовском приближении с известными пион-нуклонными сечениями в свободном пространстве. В области доминирования трехнуклонных корреляций увеличение до 0.8–0.9 отношений $R_{j=3}(A/Be)$, практически не зависящих от массового числа A и аппроксимированных на рис. 10 константами, указывает на изменение поверхностного характера рождения пионов. Результат выполненного нами расчета в глауберовском приближении с величиной пион-нуклонного сечения $\sigma = 30mb$ для π^+ -мезонов показан на рис. 10 штрихпунктирной кривой. Как и в цитированных выше работах, значение $n = -0.30 \pm 0.02$, однако не только величина, но и форма кривой не соответствует экспериментальным данным, демонстрирующим гораздо более слабое поглощение π -мезонов в ядрах по сравнению с предсказанным адронными моделями.

Отметим также, что обсуждаемые данные с регистрацией протонов или пионов получены в разных кинематических областях. Данные по дезинтеграции нуклонных пар измерены в квазиупругой кинематике при относительно небольших значениях $Q^2 \approx 1.3\text{--}1.5(\text{ГэВ}/c)^2$. Значения переменной Бьеркена $X_B = Q^2/2m\nu \geq 1$ достигаются за счет отбора событий с малыми передачами энергии ν конечному состоянию реакции. Легко оценить, что, например, в области перехода от $2N$ - к $3N$ -корреляции при $X \approx 1.6$, величина

$$\nu = Q^2/2mX \leq 1.4/(2 \cdot 1 \cdot 1.6) \approx 0.4 \text{ ГэВ}.$$

В целом ряде работ (см., например, [1, 2, 19]) показано, что при малых передачах энергии вклад неупругих процессов подавлен и преобладающим становится взаимодействие нуклонов корреляции друг с другом, а не с нуклонами ядра-остатка $A - 2$. В этих специфических условиях эффект поглощения мал, не зависит от A и сокращается в отношении сече-

ний, не нарушая равенства (2). Показанные на рис. 9 отношения получены в кинематической области значительных передач энергии частицам конечного состояния, которые не могут быть меньше, чем энергии детектируемых пионов, находящиеся в диапазоне 0.6–1.8 ГэВ. Это область существенного вклада в сечение неупругих процессов, для которой применимость аргументов в пользу локализации взаимодействий в конечном состоянии в области корреляций вызывает серьезные сомнения. Рост величины $| -t |$ с увеличением импульсов пионов, играющий ту же роль, что и рост Q^2 в электрон-ядерных реакциях, сдвигает кинематическую область образования π -мезонов к области глубокой неупругости, для описания которой необходимо использование кварковых степеней свободы. В адронных моделях для описания уменьшения потока рожденных частиц общепринятым является глауберовский подход, в котором величина эффекта поглощения определяется сечением взаимодействия в свободном пространстве вторичных адронов с нуклонами ядра-остатка $A - 2$. Кварковые модели рождения и распространения частиц в ядерной среде (см., например, [37, 38]) предсказывают меньшую величину эффекта поглощения по сравнению с адронными моделями. Поэтому наблюдаемые абсолютные величины отношений сечений и характер их A -зависимости, измеренные в разных кинематических областях, могут быть различными. Для понимания процесса распространения в ядрах вторичных частиц, образованных в реакциях с большими передачами энергии-импульса, необходимы дальнейшие совместные усилия экспериментаторов и теоретиков.

Сравнение с данными отсутствующих сегодня расчетов поглощения адронов, рожденных в существенно неупругих взаимодействиях и содержащих разные комбинации кварков, могли бы дать ценную информацию о таких недостаточно изученных непертурбативных процессах КХД, как адронизация и конфайнмент. Характерные для этих процессов расстояния составляют несколько ферми, что соизмеримо с размерами ядер, которые исполняют роль «анализаторов» взаимодействий рожденных частиц с барионным окружением. В частности, использование ядер разных размеров для изучения распространения адронов, содержащих в своем составе кварки разных ароматов, предоставляет возможность определить время жизни адронов в цветном состоянии (color lifetime) [33, 39]. Такая информация не может быть получена в нуклон-нуклонных взаимодействиях, что является демонстрацией важной роли ядра в решении проблем КХД.

⁷⁾ Сечения, не нормированные на число нуклонов в ядре A , следуют зависимости $A^n A^1$ с величиной показателя $-1/3 + 1 = 2/3$, что принято интерпретировать как следствие образования регистрируемых частиц на поверхности ядра.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ядерная материя на малых расстояниях представлена компактными объектами, возникающими в результате флуктуаций ядерной плотности, при которых два или большее число нуклонов в течение короткого временного промежутка оказываются на расстояниях порядка радиуса нуклона. Барийонная плотность таких флуктуаций в несколько раз превышает нормальную ядерную плотность. Ответ на вопрос, являются ли эти объекты структуры ядер на малых расстояниях компактными корреляциями нуклонов или многокварковыми конфигурациями, сегодня отсутствует, поэтому выяснение их природы — одна из актуальных задач современной ядерной физики и астрофизики. Для получения ответа необходимо расширение экспериментальной информации о свойствах этих объектов, источником которой являются процессы с большими передачами энергии-импульса. Выполненный выше анализ продемонстрировал, что данные по кумулятивному образованию пионов в протон-ядерных столкновениях могут быть использованы для получения новых сведений о структуре ядерной материи на малых межнуклонных расстояниях наравне с результатами экспериментов по глубоко неупругому рассеянию лептонов на ядрах. Одним из важных свойств локально плотных ядерных объектов является их универсальность, означающая способность независимо от массового числа ядер A одинаковым образом участвовать в рождении частиц разных сортов, отражая свойства ядерной материи, а не конкретных ядер, в которых они образовались.

В настоящей работе впервые установлено, что рождение кумулятивных π^+ - и π^- -мезонов в области доминирующего вклада в сечение взаимодействий с двухнуклонными объектами обладает свойством универсальности. Таким образом, получено новое свидетельство универсальности свойств компактных барионных объектов в секторе легких кварков, наблюдаемое ранее только для протонов, возникающих в процессе дезинтеграции протон-нейтронных пар. Отличие абсолютных величин отношений сечений от наблюдаемых в электрон-ядерных реакциях, по-видимому, связано с тем, что данные о рождении π -мезонов получены в неизученной кинематической области передач энергии, значительно превосходящих передачи, характерные для реакции дезинтеграции нуклонных пар. Расчеты поглощения вторичных адронов для этой кинематической области сегодня отсутствуют. Наблюдаемая независимость от A формы спектров π^+ - и π^- -мезонов и их слабое, по сравнению с ожидаемым в адронных

моделях, поглощение указывают на необходимость использования для их описания кварковых степеней свободы и являются аргументами в пользу кварковой природы компактных барионных флуктуаций ядерной материи.

Впервые получены свидетельства вклада $3N$ -корреляций в сечение рождения высокоэнергичных π -мезонов в адрон-ядерных реакциях. Такие компактные флуктуации холодной ядерной материи являются самыми плотными объектами, изучение которых возможно сегодня в наземных экспериментах. При полном пространственном перекрытии родительских нуклонов барионная плотность этих образований в 7 раз превышает плотность нормальных ядер, что соизмеримо с плотностью нейтронных звезд. Надежное наблюдение и изучение свойств таких компактных внутриядерных объектов в экспериментах, планируемых в JLab12 [40] и на строящихся электрон-ионных коллайдерах [41, 42], являются важными шагами на пути исследования сверхплотной холодной барионной материи и существенным продвижением вдоль оси плотности фазовой диаграммы КХД при малой температуре.

Благодарности. Автор благодарен В. А. Шейнкману за внимательное прочтение рукописи и критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Ciofi degli Atti, Phys. Rep. **591**, 99 1 (2015).
2. O. Hen et al., Rev. Mod. Phys. **89**, 045002 (2017).
3. J. Arrington et al., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **72**, 307 (2022); arXiv: 2203. 02608 [nucl-ex].
4. B. Schmookler et al., Nature **566**, 354 (2019).
5. J. Cloet et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **46**, 093001 (2019).
6. L. L. Frankfurt, M. I. Strikman, D. B. Day et al., Phys. Rev. C **48**, 2451 (1993).
7. A. Schmidt et al., Nature **578**, 540 (2020).
8. T. Fischer, N. U. F. Bastain, M. R. Wu et al., Nat. Astron. **2**, 980 (2018); E. R. Most, L. J. Papenpost, V. Dexheimer et al., Phys. Rev. Lett. **122**, 061101 (2019); M. Duer et al., Nature **560**, 617 (2018); H. Gallagher, G. Garvey, and G. P. Zeller, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **61**, 355 (2011); Hao Lu, Zhongzhou Ren, and Dong Bai, Nucl. Phys. A **1021**, 122408 (2022).
9. R. Shneor et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 072501 (2007).

10. R. Subedy et al., *Science* **320**, 1476 (2008).
11. E. Piasetzky, M. Sargsian, and L. Frankfurt, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 162504 (2006).
12. A. Tang, J. W. Watson, J. Aclander et al., *Phys. Rev. Lett.* **90**, 042301 (2003).
13. R. Schiavilla et al., *Phys. Rev. Lett.* **98**, 132501 (2007).
14. J. Aubert et al., *Phys. Lett. B* **123**, 275 (1983).
15. J. Seely et al., *Phys. Rev. Lett.* **103**, 202301 (2009); A. Karki et al., arXiv: 2207.03850 [nucl-ex].
16. L. B. Weinstein et al., *Phys. Rev. Lett.* **106**, 052301 (2011).
17. O. Hen et al., *Int. J. Mod. Phys. E* **22**, 1330017 (2013).
18. J.-W. Chen et al., *Phys. Rev. Lett.* **119**, 262502 (2017).
19. L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, *Phys. Rep.* **76**, 215 (1981); *Phys. Rep.* **160**, 235 (1988).
20. O. Artiles and M. M. Sargsian, *Phys. Rev. C* **94**, 064318 (2016).
21. M. Sato, S. A. Coon, H. J. Pirner, and J. P. Vary, *Phys. Rev. C* **33**, 1062 (1986).
22. K. S. Egiyan et al., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 082501 (2006).
23. N. Fomin et al., *Phys. Rev. Lett.* **108**, 092502 (2012).
24. A. V. Efremov, A. B. Kaidalov, G. I. Lykasov, and N. V. Slavin, *Phys. Atom. Nucl.* **57**, 874 (1994).
25. M. A. Braun and V. V. Vechernin, *Nucl. Phys. B* **427**, 614 (1994).
26. H. J. Pirner and J. P. Vary, *Nucl. Phys. A* **358**, 413c (1981); *Phys. Rev. C* **84**, 015201 (2011).
27. J. R. West, S. J. Brodsky, G. F. de Teramond et al., *Nucl. Phys. A* **1007**, 122134 (2021).
28. Yu. T. Kiselev, *Chinese Phys. C* **46**, 014004 (2022).
29. Yoshitaka Hatta, Mark Strikman, Ji Hu, and Feng Yuan, arXiv: 1911.11706 [hep-ph].
30. S. V. Boyarinov et al., *Phys. Atom. Nucl.* **57**, 1379 (1994).
31. S. V. Boyarinov et al., *ЯФ (J. Nucl. Phys.)* **46**, 1472 (1987).
32. S. V. Boyarinov et al., *ЯФ (J. Nucl. Phys.)* **50**, 1605 (1989).
33. Yu. T. Kiselev, V. A. Sheinkman, A. V. Akindinov et al., *Phys. Rev. C* **85**, 054904 (2012).
34. M. M. Sargsian, D. B. Day, L. L. Frankfurt, and M. I. Strikman, *Phys. Rev. C* **100**, 044320 (2019); arXiv:1803.07629 [nucl-th].
35. O. Hen, H. Hakobyan, R. Shneor et al., *Phys. Lett. B* **722**, 63 (2013); arXiv: 1212.05543 v3 [nucl-ex].
36. M. Duer, O. Hen, E. Piasetzky et al., *Phys. Lett. B* (2023); arXiv: 1811.01823 [nucl-ex].
37. B. Z. Kopeliovich et al., *Nucl. Phys. A* **782**, 224c (2007).
38. D. Domday et al., *Nucl. Phys. A* **825**, 200 (2009).
39. W. K. Brooks and J. V. Lopez, *Phys. Lett. B* **816**, 136171 (2021).
40. N. Fomin, J. Arrington, and S. Li, LOI12-21-001 (2021); <https://www.jlab.org/physics/3N> Short-Range Correlations.
41. J. Arrington et al., arXiv: 2112.00060 [nucl-ex].
42. K. Devereau et al., arXiv: 2303.08143 [hep-ph].