

КОРОТКОДЕЙСТВУЮЩИЕ НУКЛОННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В АТОМНЫХ ЯДРАХ: ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПОСЛЕДНИХ ДВУХ ДЕСЯТИЛЕТИЙ

Н.Б. ДАШЬЯН*

Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения

*e-mail: natash@yerphi.am

(Поступила в редакцию 24 июня 2026 г.)

Работа посвящена одному из активно развивающихся направлений физики ядра и высоких энергий, – исследованиям структурных составляющих атомных ядер – Короткодействующих Нуклонных Корреляций (КНК). Термин Короткодействующие Нуклонные Корреляции был введён для описания редких пространственно-временных флуктуаций ядерной материи, в результате которых образуются компактные группировки из двух или более нуклонов. Основным отличительным свойством нуклонов, вовлечённых в КНК, является их большой относительный импульс и малый импульс центра масс по сравнению с импульсом Ферми: $p_{\text{rel}} > p_F$, $p_{\text{cm}} < p_F$, где $p_F \approx 250$ МэВ/с – ферми-импульс в средних и тяжёлых ядрах, характерный для движения одиночных нуклонов. Важнейшей характеристикой КНК является универсальность – независимость их свойств от массовых чисел ядер. Поэтому особенности этих объектов структуры ядра отражают свойства ядерной материи, а не конкретных ядер, что значительно расширяет спектр задач связанных с изучением КНК: от структуры атомного ядра до понимания сверхплотной ядерной материи. Кроме того, поскольку нуклоны в состояниях КНК имеют большое перекрытие и достигают высокой виртуальности, они рассматриваются как основные кандидаты для появления внеядерных степеней свободы в ядрах.

1. Введение

Понятие о наличии в атомных ядрах структурных составляющих, названных КНК, возникло на довольно ранних стадиях построения теории ядра. С тех пор как было установлено, что ядро состоит из протонов и нейтронов (30-е гг. XX), главной целью исследований в области ядерной физики стало и остаётся стремление понять природу взаимодействий между нуклонами и то, как эти взаимодействия формируют атомные ядра и определяют их свойства. С теоретической точки зрения, если имеется ядро с A нуклонами, то для того, чтобы получить его полное описание надо решить уравнение Шредингера многих тел, определяемое Гамильтонианом многих тел (ур.1). Это довольно сложная задача, которая становится экстремально сложной для ядер с большим числом нуклонов.

$$H = T + \sum V_{2N}(r_1, r_2) + \sum V_{3N}(r_1, r_2, r_3) + \dots, \quad (1)$$

здесь T – кинетическая энергия, а V_{2N} и V_{3N} – потенциалы для двух и трех нуклонов соответственно, и, возможно, члены более высокого порядка.

Полезными инструментами в исследованиях в области ядерной физики

зарекомендовали себя модели, использующие реалистичные NN -потенциалы. Потенциал может выбираться феноменологически или вычисляться микроскопически. Несмотря на то, что всякая модель имеет границы применимости, в большой степени зависящие от относительных энергий и расстояний, именно модельный подход – от широко используемой модели свободного ферми-газа (FFG), через весьма успешную оболочечную модель ядра, до современных теорий, основанных на киральном расширении – способствовал значительному прогрессу в понимании структуры и свойств ядерной материи.

Традиционная ядерная физика рассматривает ядро как коллекцию нуклонов (протонов и нейтронов), связанную мезонными обменами. В моделях, основанных на мезон-нуклонной картине ядер, обычно называемых моделями среднего поля, каждый нуклон движется независимо в усредненном потенциале, создаваемом остальными $(A-1)$ нуклонами. Потенциал, действующий на нуклон, является самосогласованным, т. е. каждый из остальных нуклонов, в свою очередь, движется в таком же потенциале. Наиболее значимой моделью среднего поля является оболочечная модель, сформулированная в 1949 году М. Майером и Й. Йенсеном (Нобелевская премия 1963 г.). В потенциал оболочечной модели был добавлен член, учитывающий спин-орбитальное взаимодействие нуклонов $V(r) = V_1(r) + V_2(r)ls$: здесь l – орбитальный момент нуклона, s – его спин. Предполагается, что нейтроны и протоны, независимо друг от друга, заполняют, согласно принципу Паули, различные энергетические состояния вплоть до энергии Ферми. Эта модель успешно предсказывает различные низкоэнергетические статические свойства ядер, такие как спины, четность, энергии основного состояния, спектры возбуждения и многое другое. Именно введение спин-орбитального потенциала позволило правильно описать магические числа протонов и нейтронов и, тем самым, значительно продвинуться в понимании внутриядерной динамики. Однако ещё на стадии построения оболочечной модели, было ясно, что одночастичная картина ядра не является полной и необходимы поправки учитывающие коллективные степени свободы. Ранние эксперименты по рассеянию электронов [1] показали, что отношение экспериментального сечения реакции выбивания одиночного протона $A(e, e'p)$ к сечению, рассчитанному в рамках модели среднего поля, отличается от единицы: $\sigma_{\text{exp}} / \sigma_{\text{MF}} \approx 0.7$, т. е. в эксперименте наблюдается лишь около 70% протонов по сравнению с предсказаниями модели среднего поля. Поскольку приближение среднего поля является приближением одного тела, следующим логическим шагом был учёт конфигураций более высокого порядка, в первую очередь двухнуклонных. В общих чертах, между нуклонами в ядре существуют два типа взаимозависимостей (корреляций), различающихся характерным радиусом действия NN -потенциала (рис. 1): дальнodelствующие, возникающие при расстояниях между нуклонами порядка радиуса ядра, они обусловлены силами притяжения и обеспечивают устойчивость и целостность ядра; короткодействующие, проявляющиеся при расстояниях между нуклонами порядка радиуса нуклона. Эти корреляции обусловлены силами отталкивания и препятствуют “коллапсу” ядра. Доминирует скалярная составляющая потенциала, которая меняется от притяжения, характерного для типичных расстояний между нуклонами, к сильному отталкиванию на очень малых расстояниях. Однако в промежуточной области, где потенциал приближается к нулю, существенную роль начинает играть тензорная составляющая, зависящая от

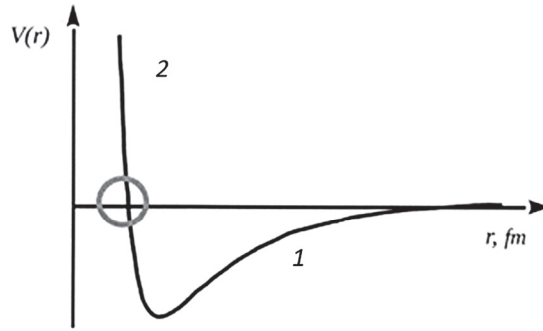


Рис.1. NN-потенциал: 1 – притягательный; 2 – отталкивающий.

спина и изоспина [2–4].

Расчёты, использующие реалистичный NN -потенциал ясно показали наличие высокоимпульсной компоненты в импульсном распределении ядерных нуклонов, которую невозможно воспроизвести, рассматривая только одиночные нуклоны (рис.2). Распределение с так называемым, «высокоимпульсный хвостом» универсально, т. е. присуще всем ядрам – лёгким, средним и даже тяжёлым [5–9].

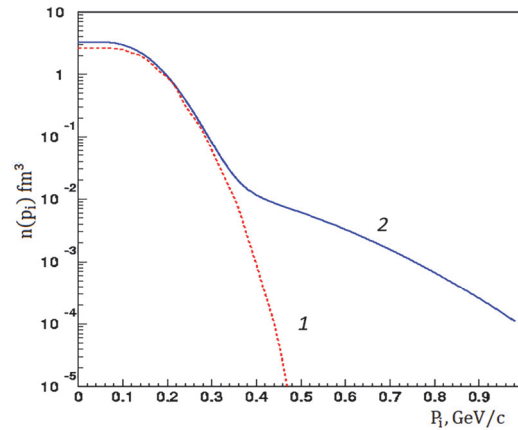


Рис.2. Импульсное распределение в ядре ^{12}C : 1 – среднее поле; 2 – «высокоимпульсный хвост» с учётом корреляций. (адаптировано из [5]).

В одночастичной картине ядерные нуклоны движутся с нормальными ферми-импульсами $p_F = 200\text{--}250$ МэВ/с. Средние и тяжёлые ядра имеют примерно одинаковую среднюю центральную плотность $\rho_A \approx 0.16$ нуклонов/фм³. Среднее расстояние между нуклонами составляет около $\rho_A^{-1/3} \approx 1.8$ фм. Радиус нуклона равен приблизительно $r \approx 0.86$ фм. Поэтому, в большинстве случаев, нуклоны не перекрываются в пространстве. Объём нуклона можно оценить как $V \approx 4/3\pi r^3 = 2.5$ фм³, что соответствует плотности $\rho_N \approx 0.4$ фм⁻³. Следовательно, плотность нуклона примерно в 2.5 раза превышает среднюю плотность ядерного вещества: $\rho_N/\rho_A = 2.5$. Тот факт, что максимальная ядерная плотность даже при отсутствии перекрытия нуклонов примерно в 2.5 раза превышает среднюю плотность ядерного вещества, а также то, что нуклоны движутся внутри ядра со скоростями порядка четверти скорости света, указывает на возможность

возникновения значительных локальных флуктуаций плотности. Такие флуктуации возникают в случаях, когда нуклоны сближаются на расстояния, сравнимые с размерами самого нуклона. Согласно принципу неопределённости, такие флуктуации плотности должны приводить к существенным локальным флуктуациям импульса, вследствие чего импульс нуклона может значительно превысить импульс Ферми. Таким образом, поиск отклонений от оболочечной модели, то есть исследование высокоимпульсной компоненты волновой функции ядра, непосредственно связан с изучением короткодействующих нуклонных корреляций.

Довольно длительное время изучение КНК представляло собой чисто теоретические изыскания. Лишь после ввода в эксплуатацию ускорителя CEBAF (лаборатория Джефферсона, США) – одной из физических мотиваций создания которого было изучение КНК – появилась возможность найти кинематические условия, в которых чётко проявились сигналы короткодействующих нуклонных корреляций.

2. Экспериментальное исследование КНК

Для изучения нуклонной структуры ядра широко применяются реакции квазиупругого (QE) рассеяния. Основная задача исследований КНК состоит в изучении структуры волновой функции ядра при больших переданных импульсах, обеспечивающих высокое пространственное разрешение. Для выделения коррелированных конфигураций необходимо использовать внешние зонды, передающие импульс, значительно превышающий характерные импульсы нуклонов в подобных структурах, а также выбирать такую кинематику процесса, которая позволяет выделить рассеяние на нуклонах с большими внутренними импульсами и минимизировать вклад конечных нуклонных состояний: взаимодействие в конечном состоянии, FSI; мезонные обменные токи, MEC; изобарные конфигурации, IC. Разделение этих конкурирующих и взаимосвязанных механизмов представляет собой непростую экспериментальную и теоретическую задачу [10–14]. Важно отметить, что вклады MEC и IC существенно подавляются при выборе кинематики с $x_B > 1$ и большими значениями Q^2 . Здесь Q^2 – квадрат четырёхимпульса виртуального фотона, взятый со знаком минус, а x_B – переменная Бьёркена. В случае квазиупругого рассеяния на одиночном нуклоне системой отдачи является остаточное ядро с массовым числом $A - 1$. Если же рассеяние происходит на нуклоне из КНК-пары, то система отдачи фактически сводится к парному нуклону, тогда как остаточное ядро с массовым числом $A - 2$ можно считать практически покоящимся [15]. Одним из наиболее эффективных инструментов для исследования структуры атомных ядер является рассеяние на ядрах электронов, что во многом связано с хорошей изученностью электромагнитных взаимодействий.

Основной объём экспериментальных данных по КНК был получен в лаб. Джефферсона в экспериментах по жёсткому инклюзивному и эксклюзивному рассеянию электронов на ядерных мишенях

2.1. Инклюзивные измерения

В инклюзивных реакциях квазиупругого рассеяния (e, e') имеются только две независимые кинематические переменные, в качестве которых обычно выбирают Q^2 и x_B . Для исследования нуклонов в КНК-конфигурациях измерения, как

правило, проводят при $Q^2 > 1.5 \text{ ГэВ}^2/c^2$. При таких значениях Q^2 большой минимальный начальный импульс выбитого нуклона, $p_i > p_F$, может быть выделен выбором кинематической области $x_B \geq 1.5$ или $x_B \leq 0.6$. Предпочтительно использовать область $x_B \geq 1$, так как при этих значениях уменьшается передача энергии и подавляются неупругие процессы. Первые убедительные экспериментальные свидетельства существования КНК были получены в инклюзивных измерениях $A(e, e')$, где, предсказанное моделью [16], наблюдаемое масштабирование указывало на доминирующую роль КНК при больших начальных импульсах нуклонов. В 2003 г. в научном журнале *Physical Review C* была опубликована работа международной коллаборации CLAS (лаб. Джефферсона, США), ведущими авторами и исполнителями которой стали физики Ереванского Физического Института (ныне Научная Национальная Лаборатория им. А.Алиханяна) [17]. Впервые в прямых экспериментальных измерениях, проведённых на наборе ядерных мишеней (от лёгких до средних) было доказано существование и представлены количественные оценки 2-х нуклонных короткодействующих корреляций.

Работа вызвала большой интерес среди научной общественности, занимающейся физикой ядра и высоких энергий и явилась отправной точкой дальнейших, расширенных исследований в данном направлении. Полученные результаты инклюзивных исследований были подтверждены и уточнены, как первоначальной группой авторов на более высокой статистике [18], так и в экспериментах других исследовательских групп [19, 20, 21]. Наблюдаемое в эксперименте масштабирование отношения сечений (рис.3) не только стало убедительным свидетельством существования короткодействующих нуклон-нуклонных корреляций в ядрах, но и подтвердило теоретическое предположение о природе высокоимпульсной части импульсного распределения нуклонов. Согласно этому предположению, если «высокоимпульсный хвост» распределения обусловлен КНК, то форма импульсного распределения в данной области должна быть универсальной для всех ядер и отличаться лишь нормировочным коэффициентом, отражающим вероятность образования КНК-пар в конкретном ядре. Эксперименты показали, что отношение инклюзивных сечений рассеяния, отнесённых к числу нуклонов, для ядра A

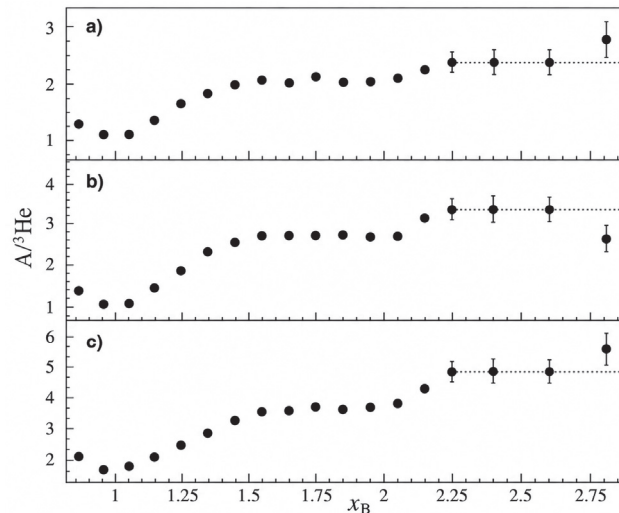


Рис.3. Взвешенные отношения сечений для ядер (а) ^4He , (б) ^{12}C и (в) ^{56}Fe относительно ^3He как функция переменной x_B при $Q^2 > 1.4 \text{ ГэВ}^2$ [18].

и дейтрона остаётся практически постоянным в области $1.5 \leq x_B \leq 1.9$ при $Q^2 \geq 1.5 \text{ ГэВ}^2/\text{с}^2$. Наблюдаемое масштабирование позволило получить количественные оценки как относительных, так и абсолютных вероятностей образования двухнуклонных короткодействующих корреляций в различных ядрах. Было также установлено, что данной области масштабирования соответствуют минимальные импульсы нуклонов $p_{\min} \gtrsim 300 \text{ МэВ/с}$. Данные также показывают, что отношение сечений, нормированное на один нуклон, возрастает с увеличением массового числа A от ≈ 2 для ${}^3\text{He}/d$ до ≈ 5 для ${}^{12}\text{C}/d$, после чего остаётся практически неизменным. Такое поведение отражает насыщение ядерной плотности по мере увеличения массового числа. В работе [18] были также представлены предварительные результаты исследования трёхнуклонных корреляций (3-КНК). В частности, была продемонстрирована вторая область масштабируемости и расчёты соответствующих параметров, согласно которым вероятность образования трёхнуклонных корреляций примерно на порядок меньше вероятности двухнуклонных корреляций (2-КНК). Однако вследствие ограниченной статистической точности полученные результаты носят предварительный характер. Вопрос о существовании и свойствах трёхнуклонных корреляций до настоящего времени остаётся открытым и требует дальнейших исследований [22, 23].

В дальнейшем изложении рассматриваются исключительно двухнуклонные корреляции.

2.2. Эксклюзивные измерения

Дальнейшие сведения о КНК были, в основном, получены в эксклюзивных измерениях жёсткого выбивания на ядрах от С до Pb. В контексте исследований КНК эксклюзивные реакции – это жёсткие процессы, в которых зонд рассеивается на одном из нуклонов в КНК-паре, а все частицы, рождающиеся в результате реакции (например, рассеянный зонд и оба нуклона пары), регистрируются экспериментально. Энергия зонда и передача импульса должны быть достаточно велики, чтобы взаимодействие происходило с отдельным нуклоном пары, обладающим большим начальным импульсом ($p_i > p_F$). Если бы пара находилась в состоянии покоя ($p_{\text{cm}} = 0$), и нуклоны не испытывали повторного рассеяния при выходе из ядра, то коррелированный партнер выбитого нуклона приобретал бы импульс отдачи $p_{\text{recoil}} = -p_i$. Наличие такой обратнаправленной угловой корреляции между начальным импульсом выбитого нуклона и импульсом нуклона отдачи служит прямым экспериментальным свидетельством того, что во взаимодействии участвует именно двухнуклонная коррелированная система [15, 24].

3. Краткий обзор рассмотренных вопросов

3.1. Структура ядра, определяющая «высокоимпульсный хвост» распределения нуклонов

Прямая связь между наблюдаемой при больших значениях x_B масштабируемостью сечений и короткодействующими нуклон-нуклонными корреляциями была подтверждена в экспериментах по выбиванию двух нуклонов с использованием как электронных, так и протонных зондов: $(A(e, e'pN))$ в Лаборатории Джефферсона и $(A(p, 2pn))$ в Брукхейвенской национальной лаборатории [10, 25, 26]. В этих экспериментах высокоэнергетический электрон или протон

рассеивался на протоне с импульсом ($p_i > p_F$), после чего выбитый высокоимпульсный протон регистрировался в совпадении с возможным коррелированным партнёром. На рис.4 для ядра ^{12}C показано отношение числа выбитых высокоимпульсных протонов, сопровождаемых коррелированным партнёром ($p_{\text{recoil}} \approx p_{\text{miss}}$) к полному числу выбитых высокоимпульсных протонов. Из рисунка видно, что практически каждый такой протон принадлежит КНК-паре. Аналогичная картина наблюдается не только для ядра ^{12}C , но и для более тяжёлых ядер [27], что указывает на универсальность данного явления. Совпадение результатов, полученных с использованием электронных и протонных зондов, а также воспроизводимость наблюдаемой картины для широкого круга ядер свидетельствуют о том, что выявленные закономерности являются фундаментальным свойством ядерной структуры и отражают универсальный характер КНК.

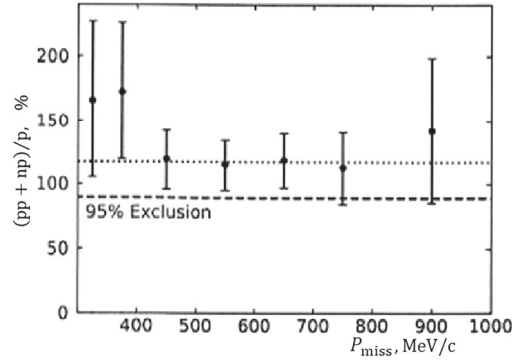


Рис.4. Отношение числа событий двойного выбивания нуклонов ($^{12}\text{C}(e, e'pp) + ^{12}\text{C}(e, e'pn)$) к числу событий одиночного выбивания протона $^{12}\text{C}(e, e'p)$, показано в зависимости от реконструированного начального импульса выбитого протона в реакции $^{12}\text{C}(e, e'p)$.

3.2. Угловое раскрытие КНК-пары

Анализ экспериментальных данных [25, 28, 29] подтвердил преимущественно противоположную ориентацию векторов импульсов нуклонов в КНК-паре. На рис.5 представлена угловая корреляция между вектором импульса нуклона отдачи и реконструированным начальным импульсом выбитого протона в реакции тройного совпадения $^{12}\text{C}(e, e'pp)$ при кинематических условиях, соответствующих рассеянию на протонах с начальным импульсом около 500 МэВ/с. Наблюдается выраженный пик, соответствующий парам с углом раскрытия, близким к 180° , что является характерным признаком короткодействующих нуклонных корреляций и отражает обратную направленность импульсов нуклонов в коррелированной паре [30].

3.3. Движение центра масс КНК пар

Ещё одной фундаментальной характеристикой, имеющей ключевое значение для понимания механизмов формирования КНК, является движение центра масс коррелированной пары. Она характеризует взаимодействие пары нуклонов с потенциалом «среднего поля», создаваемым остаточной системой ($A-2$). Величина движения центра масс пары по отношению к относительному движению

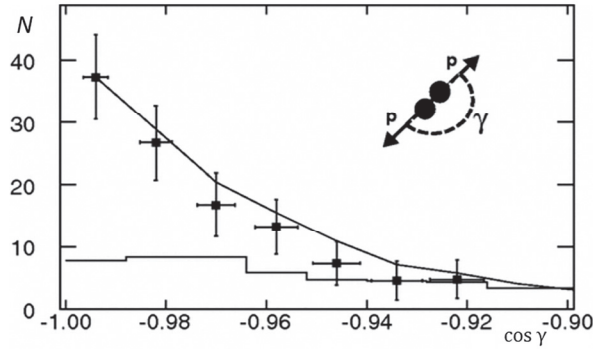


Рис.5. Распределение относительного угла (γ) между начальным импульсом выбитого протона и импульсом нуклона отдачи. Гистограммой показано распределение случайных (фоновых) событий. Кривая описывает результаты моделирования рассеяния на движущейся нуклонной паре с шириной распределения импульса центра масс пары, равной 0.136 ГэВ/с. [25].

нуклонов является ключевым параметром для построения эффективных моделей короткодействующих нуклонных корреляций с разделением масштабов и используется в качестве входного параметра в теоретических расчётах [31–33].

Информация об импульсе центра масс КНК-пар была получена для ряда ядер: для ^{12}C в реакциях $A(p, 2pn)$ и $A(p, 2p(A-2)n)$ [26, 9], для ^4He и ^{12}C в реакциях $A(e, e'pp)$ и $A(e, e'pn)$ [29, 34], а также для ядер C, Al, Fe и Pb в реакции $A(e, e'pp)$ [35]. Измерения показали, что распределение импульса центра масс двух нуклонов в КНК-паре сосредоточено вблизи нулевого значения. Для ядра ^{12}C полученные значения ширины этого распределения варьировались от 140 до 160 МэВ/с и соответствуют постоянной величине в пределах экспериментальных погрешностей (рис.6). Анализ зависимости ширины распределения импульса центра масс КНК-пар от массового числа ядра выявил лишь её слабое увеличение при переходе от ^{12}C к более тяжёлым ядрам (рис.7). Такое поведение согласуется как с оценками, основанными на принципе неопределённости при практически постоянной плотности ядерного вещества, так и с моделью, в которой импульс КНК-пары определяется векторной суммой импульсов двух нуклонов среднего поля (линии на рис.7). Полученные результаты подтверждают представление о том, что КНК возникают вследствие кратковременных флуктуаций пар нуклонов среднего поля, которые на малых межнуклонных расстояниях переходят в сильно коррелированное состояние.

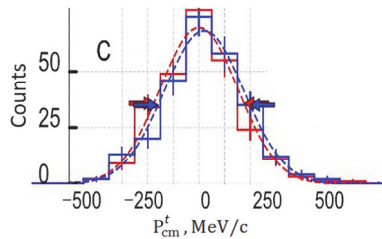


Рис.6. Количество событий реакции $A(e, e'pp)$ как функция компонент импульса центра масс p_{cm} перпендикулярных вектору p_{miss} . (адаптировано из [35]).

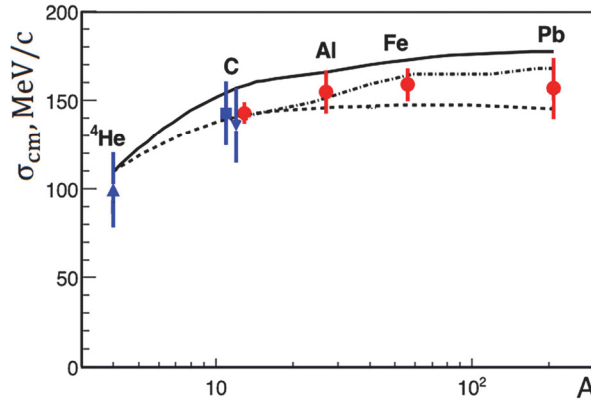


Рис.7. Значения ширины распределения импульса центра масс КНК-пар, σ_{cm} , для ряда ядер в зависимости от массового числа A (адаптирован из [35]).

3.4. Изоспиновая структура КНК-пар

Анализ отношения числа событий двойного выбивания нуклонов ($A(e, e'pN)$) к числу событий одиночного выбивания протона ($A(e, e'p)$) в зависимости от реконструированного начального импульса выбитого протона (p_i) выявил выраженное доминирование (np) КНК-пар в области импульсов 300–600 МэВ/с [11, 25]. Показано, что данная закономерность носит универсальный характер и наблюдается в широком диапазоне ядер – от лёгкого симметричного ядра ^{12}C до тяжёлого асимметричного ядра Pb , в котором число нейтронов примерно на 50% превышает число протонов (рис.8). Во всех исследованных ядрах выход (pp) КНК-пар составляет лишь около 6% от выхода (np) КНК-пар. Полученные результаты хорошо описываются расчётами в рамках модели Обобщённого Контактного Формализма (Generalized Contact Formalism [36, 37]), выполненными с использованием различных нуклон-нуклонных потенциалов, и согласуются с представлением о доминирующей роли тензорной компоненты нуклон-нуклонного взаимодействия на малых межнуклонных расстояниях [4, 38]. Наблюдаемое увеличение доли (pp) КНК-пар при больших значениях начального импульса, вероятно, связано с возрастанием вклада скалярной отталкивающей компоненты нуклон-нуклонного взаимодействия [2, 3, 39, 40].

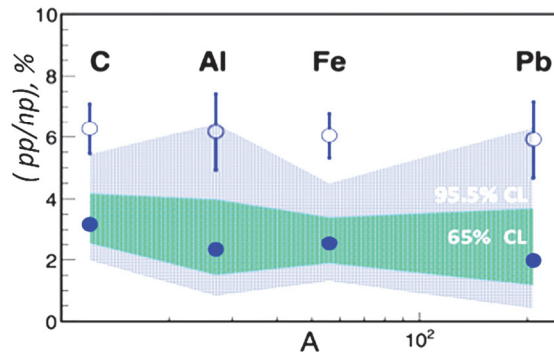


Рис.8. Результаты по доминированию np -КНК в ядрах от ^{12}C до Pb из измерений $A(p, 2p)$, $A(e, e'p)$ и $A(e, e'pN)$.

3.5. Особенности КНК-пар в нейтронно-избыточных ядрах

Интересные свойства КНК проявляются при изучении ядер с избытком нейтронов [26, 31, 41]. В отсутствие КНК именно нейтроны, число которых превышает число протонов, должны преимущественно занимать состояния с высокими импульсами и, соответственно, обладать большим средним импульсом. Однако учёт КНК существенно меняет эту картину. Из-за доминирования np -пар число высокоимпульсных протонов и нейтронов в «высокоимпульсном хвосте» оказывается практически одинаковым. В результате средний импульс протонов заметно возрастает. Для более глубокого понимания механизма формирования КНК-пар в нейтронно-избыточных ядрах исследовалась динамика протонов и нейтронов в зависимости от степени нейтронного избытка. В качестве характеристики использовалась так называемая вероятность корреляций – доля высокоимпульсных нуклонов в данном ядре по отношению к эталонному ядру ^{12}C . Анализ проводился отдельно для протонов и нейтронов. Показано (рис.9), что доля высокоимпульсных протонов возрастает с увеличением нейтронного избытка. В то же время для нейтронов эта величина остаётся практически постоянной, демонстрируя эффект насыщения. Это указывает на то, что, несмотря на общее преобладание нейтронов в ядре, именно протоны всё активнее вовлекаются в корреляции. Таким образом, при переходе от симметричных к нейтронно-избыточным ядрам протоны фактически приобретают более высокие импульсы, то есть оказываются «ускоренными» за счёт КНК.

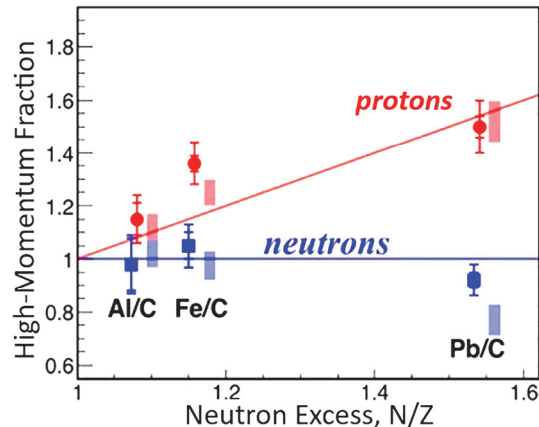


Рис.9. Относительная доля протонов и нейтронов с высоким начальным импульсом (p_{miss}) ядра А относительно ядра С. Точки показывают данные, а прямоугольники – результаты феноменологической модели доминирования np .

3.6. Возможная связь КНК с эффектом ЕМС (Европейское мюонное сотрудничество)

Изначально считалось, что внутренняя кварк-глюонная структура нуклонов не зависит от ядерной среды, поскольку взаимодействия между кварками происходят на существенно меньших расстояниях и при значительно более высоких энергиях, чем характерные масштабы ядерных взаимодействий. В рамках такого подхода ядро рассматривалось как система взаимодействующих нуклонов и мезонов. Однако эта относительно

простая и наглядная картина была существенно пересмотрена после открытия, сделанного в 1982 году Европейской коллаборацией по изучению мюонов в ЦЕРНе (ЕМС) [42]. Экспериментально было установлено, что сечение глубоко неупругого рассеяния лептонов на нуклонах существенно зависит от типа ядерной мишени (рис. 10), а именно, глубоко неупругое рассеяние на ядре заметно отличается от рассеяния на совокупности свободных нуклонов. Это явление получило название ЕМС-эффекта и обычно характеризуется наклоном отношения сечений (R) для связанных и свободных нуклонов. Наблюдаемая зависимость не может быть объяснена без предположения о том, что внутренняя кварковая структура связанного нуклона отличается от структуры свободного нуклона.

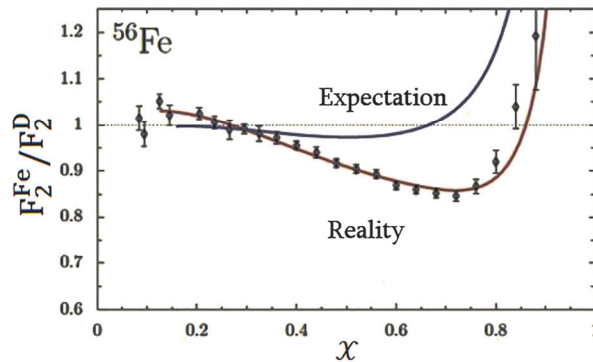


Рис.10. Эффект ЕМС.

Первые экспериментальные подтверждения гипотезы о связи короткодействующих нуклонных корреляций с модификацией структуры нуклонов как возможным механизмом возникновения ЕМС-эффекта были получены путём сопоставления числа КНК-пар, $a_2(A/d)$, в различных ядрах с величиной ЕМС-эффекта. Было показано, что оба параметра возрастают при переходе от лёгких ядер к тяжёлым, причём между ними наблюдается близкая к линейной корреляция (рис.11). Анализ имеющихся экспериментальных данных и теоретических моделей свидетельствует о том, что связь между наклоном ЕМС-эффекта (dR/dx_B) и высотой плато, наблюдаемого в области короткодействующих корреляций, не является случайной. Предполагается, что в основе обоих явлений лежит общий физический механизм, связанный с влиянием сильно коррелированных нейтрон-протонных пар [31, 38, 43–46]. Такие пары представляют собой кратковременные флуктуации высокой плотности вещества внутри ядра, в которых внутренняя структура нуклонов может подвергаться временным изменениям. Данный вывод требует дальнейшей количественной проверки в будущих экспериментах и уточнения в рамках более совершенных теоретических подходов.

4. Адронные и Фотонные зонды в исследованиях КНК

В последние годы активно развиваются эксперименты по исследованию КНК с использованием адронных [47–52] и фотонных [53–56] зондов. Существенные различия в механизмах взаимодействия, кинематике реакций и

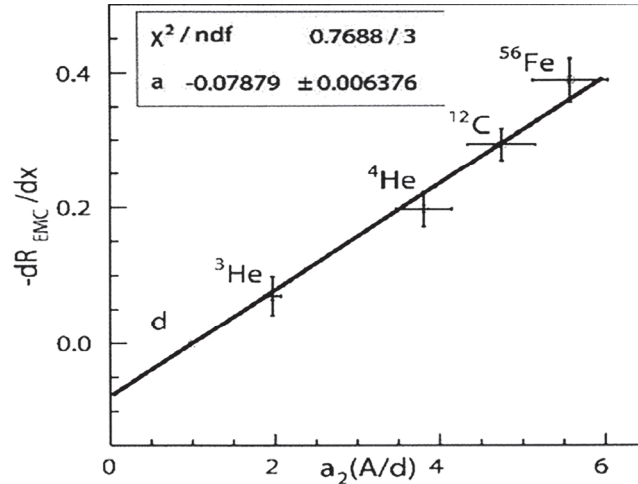


Рис.11. Наклоны эффекта EMC по сравнению с масштабными коэффициентами КНК (a_2).

динамике процессов для разных типов зондов позволяют, с одной стороны, независимо проверить универсальность свойств КНК в ядрах, а с другой — выявить новые особенности этих компонент ядерной структуры.

4.1. Адронные зонды

Большой интерес вызывают исследования КНК на адронных пучках с применением метода обратной кинематики, при котором высокоэнергетический пучок ядер рассеивается на протонной мишени. Данный метод предоставляет два существенных преимущества по сравнению с традиционными экспериментами по исследованию КНК. Во-первых, после реакции остаточное ядро — система $(A - 2)$ — продолжает двигаться со скоростью, близкой к скорости первичного пучка, что позволяет регистрировать его в совпадении с выбитыми нуклонами. В отличие от экспериментов в прямой кинематике, это обеспечивает практически полную эксклюзивную идентификацию конечного состояния реакции и предоставляет дополнительную информацию как для идентификации КНК, так и для изучения свойств остаточной системы $(A - 2)$. Во-вторых, использование пучков экзотических ядер открывает возможность исследования короткодействующих нуклонных корреляций в асимметричных и короткоживущих ядрах на установках с радиоактивными ионными пучками. Такие измерения принципиально недоступны или крайне затруднены в экспериментах, выполняемых в прямой кинематике.

Первый эксперимент по изучению распада КНК-пар в обратной кинематике был выполнен в ОИЯИ [57]. В эксперименте использовался пучок ядер ^{12}C с импульсом 4 ГэВ/с на нуклон, сформированный на Нуклотроне. Исследовались реакции выбивания нуклонов $^{12}\text{C}(p, 2p)^{10}\text{B}$ и $^{12}\text{C}(p, 2p)^{10}\text{Be}$, чувствительные к распаду np и pp КНК-пар. Модифицированная экспериментальная установка BM@N обеспечивала регистрацию в совпадении выбитой нуклонной пары и рассеянных на мишени протонов с тяжёлым остаточным фрагментом $(A - 2)$. Такая схема позволила эффективно выделять события, соответствующие распаду КНК-

пар, и существенно подавлять вклад взаимодействий в конечном состоянии (FSI). Несмотря на ограниченную статистику (было идентифицировано 23 np - и 2 pp -пары), эксперимент подтвердил основные свойства короткодействующих нуклонных корреляций, включая выраженное доминирование np -пар. Кроме того, благодаря регистрации остаточного фрагмента ($A - 2$) впервые было выполнено прямое измерение импульса центра масс КНК-пары. В рамках приближения разделения масштабов предполагалось, что импульс остаточной системы ($A - 2$) компенсирует импульс центра масс коррелированной пары, что позволило реконструировать распределение КНК-пар по импульсу центра масс. После успешного проведения этого эксперимента, впервые продемонстрировавшего возможность исследования КНК с использованием адронных зондов в обратной кинематике, были выполнены ещё два эксперимента, основанные на той же методике. Последующий эксперимент в ОИЯИ был ориентирован на существенное увеличение статистики измерений, тогда как эксперимент на установке GSI/FAIR (Германия) направлен на изучение короткодействующих нуклонных корреляций в короткоживущем нейтронно-избыточном ядре ^{16}C .

4.2. Фотонные зонды

В последние годы для исследования распределений нуклонов в основном состоянии ядра стали использоваться пучки реальных фотонов. В контексте исследований КНК особый интерес представляют реакции квазиупругого фоторождения мезонов $A(\gamma, tp)$ и $A(\gamma, tpp)$, в которых один или два нуклона выбиваются из ядра вследствие передачи большого импульса в элементарной реакции фоторождения мезона $\gamma N \rightarrow tp$, где t обозначает мезон, рождающийся в процессе взаимодействия. Измерения этих реакций при больших значениях переданных импульсов $|t|$ и $|u|$ обладают высокой чувствительностью к короткодействующим нуклонным корреляциям и позволяют исследовать распределения КНК в основном состоянии ядра, дополняя результаты, полученные в экспериментах с электронными и адронными зондами. На сегодняшний день единственным экспериментом по исследованию короткодействующих нуклонных корреляций с использованием фотоядерного зондирования является эксперимент, проведённый осенью 2021 года в зале D Лаборатории Джефферсона [58]. В эксперименте использовался меченый пучок реальных фотонов с энергиями $E_\gamma \approx 6\text{--}10.6$ ГэВ, направленный на дейтериевые, гелиевые и углеродные мишени. Для регистрации заряженных частиц и фотонов в конечном состоянии применялся высокоапертурный спектрометр GlueX, обеспечивающий высокую эффективность детектирования многочастичных конечных состояний, необходимых для изучения выбивания одного и двух нуклонов в процессах фоторождения мезонов. В качестве зондов физики КНК рассматривались нейтральные и отрицательно заряженные ρ -мезоны. Были исследованы реакции выбивания одного и двух нуклонов, $(\gamma, \rho^- p)$ и $(\gamma, \rho^- pp)$, в кинематической области, соответствующей распаду КНК-пар. Получены первые предварительные результаты [52], демонстрирующие чувствительность данного метода к короткодействующим

корреляциям. Особый интерес представляет измерение угла раскрытия между «недостающим» импульсом нейтрона в начальном состоянии, реконструированном по кинематике реакции, и импульсом зарегистрированного протона-спектратора в событиях типа $(\gamma, p^- pp)$. Для ядер гелия и углерода наблюдается выраженная антикорреляция импульсов двух нуклонов, что является характерным признаком распада КНК-пар и согласуется с результатами, полученными в экспериментах с электронными и адронными зондами. Количественное сравнение с расчётами в рамках модели GCF также демонстрирует хорошее согласие между экспериментальными данными и теоретическими предсказаниями. Полученные результаты служат убедительным свидетельством первого прямого наблюдения проявлений КНК в реакциях фоторождения мезонов с большой передачей импульса и подтверждают перспективность фотоядерного зондирования для дальнейшего изучения структуры КНК в ядрах.

5. Заключение

В настоящей статье рассмотрены ключевые результаты экспериментальных исследований в области физики короткодействующих нуклонных корреляций (КНК) за последние два десятилетия. Именно экспериментальные исследования стали основным двигателем прогресса в этой области. За это время были получены обширные данные как в экспериментах по рассеянию лептонов, так и, в последние годы, с использованием адронных зондов. Эти результаты не только существенно расширили существующие представления о структуре ядерной материи на малых расстояниях, но и поставили ряд новых вопросов, потребовавших пересмотра некоторых устоявшихся концепций. Для интерпретации накопленных данных были разработаны новые теоретические подходы и модели. Несмотря на значительный прогресс в понимании природы короткодействующих корреляций и структуры ядерной материи при высоких локальных плотностях, построение полной и последовательной картины этого явления по-прежнему остаётся одной из актуальных задач современной ядерной физики.

В 2020 году журнал *Physical Review C* отметил своё пятидесятилетие [59]. В рамках юбилейных мероприятий редакция подготовила список наиболее значимых публикаций, которые либо сообщили о крупных открытиях, либо открыли новые направления исследований и при этом сохранили свою научную актуальность и влияние на развитие соответствующих областей физики. В этот список вошли две работы, посвящённые короткодействующим нуклонным корреляциям: теоретическая статья, в которой была предложена модель КНК и обсуждены возможности их экспериментального наблюдения [16], а также экспериментальная работа международной коллаборации CLAS [17]. Включение этих публикаций в число наиболее значимых статей журнала подчёркивает фундаментальную роль исследований КНК в современной ядерной физике.

Настоящая работа посвящается светлой памяти Кима Ш. Егияна, основателя AANL-JLAB коллаборации, одного из наиболее последовательных энтузиастов исследований короткодействующих нуклонных корреляций.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Lapikas**. NPA **553**, 297 (1993).
2. **R. Schiavilla, R. Wiringa, Steven C. Pieper, J. Carlson**. Phys. Rev. Lett., **98**, 132501 (2007).
3. **M.M. Sargsian, T.V. Abrahamyan, M.I. Strikman, L.L. Frankfurt**. Phys. Rev. C, **71** (2005).
4. **M. Alvioli, C. Ciofi degli Atti, H. Morita**. Phys. Rev. Lett., **100**, 162503 (2008).
5. **C. Ciofi degli Atti, S. Simula**. Phys.Rev. C, **53**, 1689 (1996).
6. **J. Ryckebusch, W. Cosyn, C. Casert, J. Nys**. Phys. Lett. B, **792** (2019).
7. **R.B. Wiringa, R. Schiavilla, S.C. Pieper, J. Carlson**. Phys. Rev. C, **89**, 024305 (2014).
8. **J. Ryckebusch, M. Vanhalst, W. Cosyn**. J. Physics G: Nuclear and Particle Physics, **42**, 055104 (2015).
9. **C. Ciofi degli Atti, H. Morita**. Bled Workshops in Physics, **18**, 27 (2018).
10. **O. Hen, H. Hakobyan, R. Shneor, et al**. Phys. Lett. B, **63**, 722 (2013).
11. **M. Duer, A. Schmidt, J.R. Pybus, et al**. Phys. Rev. Lett., **122**, 172502 (2019).
12. **C. Colle, W. Cosyn, J. Ryckebusch**. Phys. Rev. C, **93**, 034608 (2016).
13. **M.M. Sargsian**. Int. J. Mod. Phys. E, **10**, 405 (2001).
14. **D. Dutta, K. Hafidi, M. Strikman**. Prog. Part. Nucl. Phys., **69**, 1 (2013).
15. **L. Frankfurt, M. Strikman**. Physics Reports, **160**, 235 (1988).
16. **L. Frankfurt, M. Strikman, D. Day, M. Sargsyan**. Phys. Rev. C, **48**, 2451 (1993).
17. **K. Egiyan, N. Dashyan, M. Sargsian, S. Stepanyan, et al**. Phys. Rev. C, **68**, 014313 (2003).
18. **K. Egiyan, N. Dashyan, M. Sargsian, et al**. Phys. Rev. Lett., **96**, 082501 (2006).
19. **N. Fomin, J. Arrington, R. Asaturyan, et al**. Phys. Rev. Lett., **108**, 9 (2012).
20. **B. Schmookler, M. Duer, A. Schmidt, et al**. Nature, **566**, 354 (2019).
21. **S. Li, R. Cruz-Torres, N. Santiesteban, et al**. Nature, **609**, 41 (2022).
22. **D.W. Higinbotham, O. Hen**. Phys. Rev. Lett., **114**, 169201 (2015).
23. **D. Day, L. Frankfurt, M. Sargsian, M. Strikman**. Phys. Rev. C, **107**, 014319 (2023).
24. **K.S. Egiyan, G. Asryan, N. Gevorgyan, et al**. Phys. Rev. Lett., **98**, 262502 (2007).
25. **R. Subedi, R. Shneor, P. Monaghan, et al**. Science, **320**, 1476 (2008).
26. **M. Duer, O. Hen, E. Piasetzky, H. Hakobyan, L. Weinstein, et al**. Nature, **560**, 617 (2018).
27. **O. Hen, M. Sargsian, L. Weinstein, E. Piasetzky, H. Hakobyan, et al**. Science, **346**, 614 (2014).
28. **E. Piasetzky, M. Sargsian, L. Frankfurt, M. Strikman, J.W. Watson**. PRL, **97**, 162504 (2006).
29. **R. Shneor, P. Monaghan, R. Subedi, et al**. Phys. Rev. Lett., **99**, 072501 (2007).
30. **M. Sargsian**. Phys. Rev. C, **89**, 034305 (2014).
31. **O. Hen, G. Miller, E. Piasetzky, L.B. Weinstein**. Rev. Mod. Phys., **89**, 045002 (2017).
32. **C. Colle, O. Hen, W. Cosyn, et al**. Phys. Rev. C, **92**, 024604 (2015).
33. **P. Casale, J. Amaro, E. Arriola, I. Simo, et al**. Phys. Rev. C, **108**, 054001 (2023).
34. **Korover, J. Pybus, A. Schmidt, et al**. Phys. Lett. B, **820** (2021).
35. **E. Cohen, O. Hen, E. Piasetzky, et al**. Phys. Rev. Lett., **121**, 092501 (2018).
36. **R. Weiss, B. Bazak, N. Barnea**. Phys. Rev. C, **92**, 054311 (2015).
37. **R. Weiss, R. Cruz-Torres, N. Barnea, E. Piasetzky, O. Hen**. Phys. Lett. B **780**, 211 (2018).
38. **E. Piasetzky, L. Weinstein, D. Higinbotham, J. Gomez, O. Hen, R. Shneor**. Nucl. Phys. A, **855**, 245 (2011).
39. **Schmidt, J. Pybus, R. Weiss, et al**. Nature, **578**, 540 (2020).

40. H. Baghdasaryan, L. Weinstein, J. Laget, et al. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 222501 (2010).
41. D. Nguyen, Z. Ye, P. Aguilera, et al. *Phys. Rev. C*, **102**, 064004 (2020).
42. J. Aubert, G. Bassompierre, K. Becks, et al. *Phys. Lett. B*, **123**, 275(1983).
43. J. Arrington, A. Daniel, D. Day, N. Fomin, D. Gaskell, P. Solvignon. *Phys. Rev. C*, **86**, 065204 (2012).
44. L. Weinstein, E. Piasetzky, D. Higinbotham, J. Gomez, O. Hen, R. Shneor. *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 052301 (2011).
45. O. Hen, D.W. Higinbotham, G.A. Miller, E. Piasetzky, L.B. Weinstein. *International J. Modern Physics E*, **22**, 1330017 (2013).
46. E. Segarra, J. Pybus, F. Hauenstein, et al. *Phys. Rev. Research*, **3**, 023240 (2021).
47. Tang, J.W. Watson, J. Aclander, et al. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 042301 (2003).
48. J. Arrington, D. Higinbotham, G. Rosner, M. Sargsian. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, **67**, 898 (2012).
49. N. Fomin, D. Higinbotham, M. Sargsian, P. Solvignon. *Annual Rev. Nuclear and Particle Science*, **67**, 129 (2017).
50. M. Strikman. *Nuclear Physics A*, **827**, 240 (2009).
51. B.-J. Cai, B.-A. Li, Y.-G. Ma. *European Physical J. Special Topics* (2026).
52. J.R Pybus. KL00003: Measuring universality in nuclear short-range correlation interactions using ρ -photoproduction //APS, **67**, 17 (October 2022).
53. I.J.D. MacGregor. *Sci. Post Phys. Proc.*, **3**, 010 (2020).
54. J. Arrington, D. Higinbotham, G. Rosner, M. Sargsian. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, **67**, 898 (2012).
55. M. Lallena, M. Anguiano, G. Co. e-print: 0407112 (2004).
56. MacGregor. Conference on Perspectives in Nuclear Physics at Intermediate Energies, Trieste, Italy, 8–12 May 1995, pp. 270–285.
57. M. Patsyuk, J. Kahlbow, G. Laskaris, et al., *Nature Physics*, **17**, 693 (2021).
58. O. Hen, M. Patsyuk, E. Piasetzky, et al., e-print: 2009.09617 (2020).
59. <https://journals.aps.org/prc/50th?fbclid=IwAR2PSrjXwhT-hfaxdSKa-ZISN8ctJsEb1TYXXL4a3PPio0gZGwIUITTSqyc> .

SHORT-RANGE NUCLEON CORRELATIONS IN ATOMIC NUCLEI: KEY EXPERIMENTAL RESULTS OF THE LAST TWO DECADES

N.B. DASHYAN

This article is devoted to one of the most actively developing areas of nuclear and high-energy physics, the study of Short-Range Nucleon Correlations (SRCs), which are fundamental structural components of atomic nuclei. The term *Short-Range Nucleon Correlations* was introduced to describe rare spatiotemporal fluctuations of nuclear matter that result in the formation of compact clusters consisting of two or more nucleons. The principal distinguishing feature of nucleons involved in SRCs is their large relative momentum and small center-of-mass momentum compared to the Fermi momentum: ($p_{\text{rel}} > k_F$), ($p_{\text{cm}} < k_F$), where ($k_F \approx 250$ MeV/c) is the Fermi momentum in medium and heavy nuclei, characteristic of the motion of independent nucleons. One of the most important properties of SRCs is their universality, i.e., the independence of their characteristics from the nuclear mass number. Consequently, the properties of these nuclear-structure objects reflect the characteristics of nuclear matter itself rather than those of specific nuclei. This significantly broadens the range of problems associated with SRC studies, extending from the structure of atomic nuclei to the understanding of ultra-dense nuclear matter, such as that found in the outer cores of neutron stars. Furthermore, because nucleons in SRC configurations strongly overlap and attain high virtuality, they are considered prime candidates for the emergence of non-nucleonic degrees of freedom in nuclei.