

УДК 539.172,539.142

КОРОТКОДЕЙСТВУЮЩИЕ NN -КОРРЕЛЯЦИИ В РЕАКЦИИ $^{12}\text{C} + p \rightarrow ^{10}\text{A} + pp + N$

© 2020 г. Ю. Н. Узиков^{1, 2, 3, *}

¹Межгосударственная межправительственная организация
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

²Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области
“Университет “Дубна”, Дубна, Россия

³Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Москва, Россия

*E-mail: uzikov@jinr.ru

Поступила в редакцию 30.10.2019 г.

После доработки 25.11.2019 г.

Принята к публикации 27.12.2019 г.

В плосковолновом приближении разработан формализм для расчета характеристик эксклюзивной реакции $^{12}\text{C}(p, ppN)^{10}\text{A}$ с выбиванием нуклона из короткодействующей коррелированной нуклонной пары $\langle NN \rangle$ из ядра ^{12}C протоном с энергией несколько ГэВ. Спектроскопические факторы для пар $\langle NN \rangle$ рассчитываются в трансляционно-инвариантной модели оболочек с промежуточной связью. Релятивистские эффекты в процессе $p + \langle NN \rangle \rightarrow p + N + N$ учитываются в динамике светового фронта.

DOI: 10.31857/S0367676520040365

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы проводятся активные исследования короткодействующих нуклонных корреляций (КНК) в ядрах (см. обзор [1] и ссылки в нем). При этом под КНК понимается пара нуклонов с небольшим импульсом центра масс и большими (больше характерного импульса Ферми для тяжелых ядер $p_F = 250 \text{ МэВ} \cdot \text{с}^{-1}$) противоположно направленными импульсами входящих в пару нуклонов $\vec{p}_1 = -\vec{p}_2$. Экспериментальное исследование КНК-пар с использованием электронных и протонных пучков показало, что такие корреляции существуют в ядрах, причем вероятность найти в ядре коррелированную np -пару примерно в 20 раз выше, чем вероятность обнаружить pp - или nn -пару [2]. Это доминирование np -состояний в КНК-парах может быть связано с действием тензорных сил в спин-триплетной np -паре, отсутствующих в спин-синглетном 1S_0 -состоянии pp - и nn -пар. Результаты измерений показывают (см. [3] и ссылки там), что при достаточно больших относительных импульсах в паре $q_{rel} > p_F$ и небольших значениях импульса центра масс пары k_{cm} импульсное распределение КНК-пар в ядрах факторизуется в виде $n(\vec{p}_1, \vec{p}_2) \approx C_A n_{cm}(\vec{k}_{cm}) n_{rel}(\vec{q}_{rel})$, где $n_{cm}(\vec{k}_{cm})$ – распределение по импульсу центра масс \vec{k}_{cm} , а $n_{rel}(\vec{q}_{rel})$ – распределение по внутренне-

му относительному импульсу в паре \vec{q}_{rel} . Для широкого класса ядер от ^4He до ^{208}Pb распределение $n_{rel}(\vec{q}_{rel})$ при $|\vec{q}_{rel}| \gg p_F$ и $|\vec{k}_{cm}| < |\vec{q}_{rel}|$ является универсальной функцией короткодействующей части NN -взаимодействия, близкой к квадрату волновой функции дейтрона с реалистичским NN -потенциалом, а параметр C_A плавно зависит от массового числа A . Экспериментальные данные об импульсном распределении $n_{cm}(\vec{k}_{cm})$, хорошо аппроксимируются трехмерным симметричным гауссианом с параметром $\sigma = 140\text{--}160 \text{ МэВ} \cdot \text{с}^{-1}$ ([3]). Следует отметить, что, в отличие от реакций квазиупругого выбивания дейтронов (p, pd) [4], разрешение по энергии возбуждения остаточного ядра E^* в этих экспериментах не позволяло отделить переходы на уровни с разрушенной и неразрушенной s -оболочкой, так как фактически энергия возбуждения находилась в интервале $E^* = 0\text{--}30 \text{ МэВ}$.

Новый эксперимент по исследованию КНК в ядре ^{12}C выполнен на BM@N [5], и его результаты в настоящее время находятся в стадии обработки. Отличительной особенностью этого эксперимента является инверсная кинематика, в которой пучок ядер ^{12}C с импульсом $4 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$ на нуклон падает на жидкую водородную мишень, что позволяет более надежно регистрировать ядерные фрагменты в конечном состоянии. Все три вылетающих нук-

лона в конечном состоянии этой реакции также регистрируются, при этом выбираются такие кинематические условия, когда выбиваемый из КНК-пары протон имеет достаточно большой начальный импульс в системе центра масс (СЦМ) пары $>250 \text{ МэВ} \cdot \text{с}^{-1}$, который приблизительно равен импульсу нуклона отдачи с противоположным знаком. Кроме того, с целью подавления эффектов схода с массовой поверхности в pp -рассеянии выбирается большой угол рассеяния внешнего протона на протоне из КНК в системе центра масс pp -пары, $\theta_{cm}^{pp} \sim 90^\circ \pm 30^\circ$.

Цель данной статьи дать разработку математического формализма для анализа обсуждаемой реакции $^{12}\text{C} + p \rightarrow p + p + N + ^{10}\text{A}$ в простейшей модели импульсного приближения, отвечающей полюсным диаграммам (рис. 1). Для расчета амплитуды вероятности нахождения в ядре A NN -пары в заданном состоянии внутреннего движения при определенном внутреннем состоянии остаточного ядра $A - 2$ и определенном состоянии относительного движения центров масс пары и ядра $A - 2$ используется трансляционно-инвариантная модель оболочек (ТИМО) [6] с промежуточной связью [7]. Как известно [8], эта модель позволяет успешно описывать данные по реакциям квазиупругого выбивания кластеров и передачи кластеров. Учет короткодействующего характера корреляций в квазидейтронной NN -паре при больших значениях относительного импульса q_{rel} осуществляется путем замены оболочечной функции NN -пары на реалистическую волновую функцию дейтрона. Далее, если не оговорено особо, под $\langle NN \rangle$ -кластером при больших внутренних импульсах q_{rel} понимается дейтрон. При больших значениях импульса p_r нуклона отдачи, что соответствует большим значениям $q_{rel} \sim p_r$, важен учет релятивистских эффектов. Для этого в данной работе при расчете матричного элемента процесса $p + \langle NN \rangle \rightarrow p + N + N$ используется динамика светового фронта. Поскольку выбивание нуклонных кластеров из внутренних оболочек подавлено взаимодействием в конечном состоянии, в данной работе мы ограничиваемся рассмотрением переходов на состояния ядра-остатка с неразрушенной s -оболочкой и, соответственно, с небольшими энергиями возбуждения этого ядра $E^* \leq 5 \text{ МэВ}$.

ЭЛЕМЕНТЫ ФОРМАЛИЗМА

Матричный элемент перехода, соответствующий фейнмановской диаграмме (рис. 1а), включает произведение трех множителей,

$$M_{fi} = M(A \rightarrow B + \langle NN \rangle) \times \frac{1}{p_{\langle NN \rangle}^2 - m_{\langle NN \rangle}^2 + i\epsilon} M(p\langle NN \rangle \rightarrow pNN), \quad (1)$$

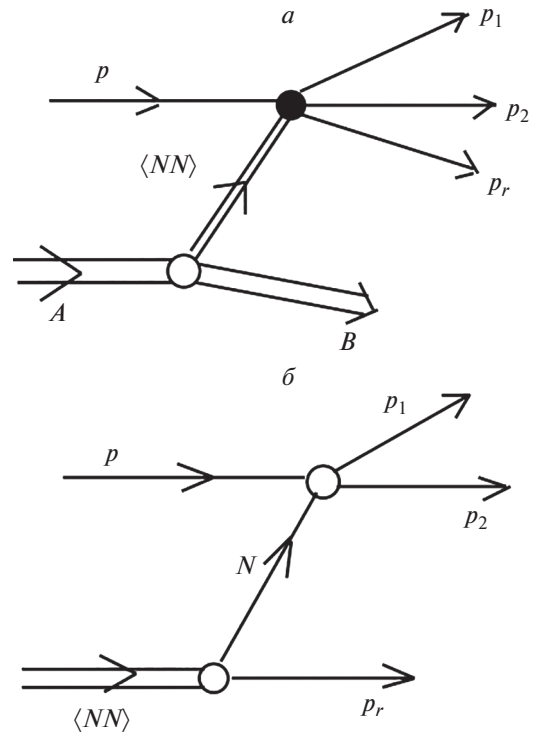


Рис. 1. Полюсные механизмы реакции $p + A \rightarrow p + p + N + B$ (а) и процесса $p + \langle NN \rangle \rightarrow p + N + N$ (б).

каждый из которых является релятивистским инвариантом и поэтому может быть вычислен в любой системе отсчета; здесь $M(A \rightarrow B + \langle NN \rangle)$ – амплитуда виртуального распада ядра A на $\langle NN \rangle$ -пару и ядро B в заданных внутренних состояниях и определенном состоянии относительного движения их центров масс; $(p_{\langle NN \rangle}^2 - m_{\langle NN \rangle}^2 + i\epsilon)^{-1}$ – пропагатор NN -пары; $p_{\langle NN \rangle}$ ($m_{\langle NN \rangle}$) – 4-импульс (масса) $\langle NN \rangle$ -пары, $M(p\langle NN \rangle \rightarrow pNN)$ – амплитуда процесса выбивания нуклона из NN -пары внешним протоном. Амплитуда $M(A \rightarrow B + \langle NN \rangle)$ в системе покоя ядра A может быть представлена в виде

$$M(A \rightarrow B + x) = -S_A^x \left(\epsilon_A^{B+\langle NN \rangle} + p_B^2 / 2\mu \right) \times \Phi_{\nu\Lambda M_A}(\vec{k}_{cm}) \sqrt{2m_A 2m_B 2m_{\langle NN \rangle}}, \quad (2)$$

где S_A^x – спектроскопический фактор кластера x ($x = \langle NN \rangle$) в ядре A ,

$$S_A^x = \left(\begin{matrix} A \\ x \end{matrix} \right)^{1/2} \langle \Psi_A | \Psi_B \Phi_{\nu\Lambda}(\vec{R}_{A-x} - \vec{R}_x) \Psi_x \rangle, \quad (3)$$

являющийся интегралом перекрытия полностью антисимметричной внутренней волновой функции ядра A , Ψ_A , и произведения внутренних

волновых функций кластера x , Ψ_x , ядра-остатка B , Ψ_B , и волновой функции относительного движения центров масс кластера и ядра-остатка, $\Phi_{v\Lambda}(\vec{R}_{A-x} - \vec{R}_x)$. Комбинаторный фактор в выражении (3) учитывает тождественность нуклонов в формализме изоспина. В выражении (2) $\Phi_{v\Lambda M_\Lambda}(\vec{k}_{cm})$ есть волновая функция относительного движения в канале $B + \langle NN \rangle$ в импульсном представлении в состоянии с числом осцилляторных квантов v , орбитальным моментом Λ и его проекцией M_Λ ;

\vec{k}_{cm} — относительный импульс, $\epsilon_A^{B+\langle NN \rangle}$ — энергия связи, μ — приведенная масса в канале $B + \langle NN \rangle$; m_j — масса ядра (кластера) j ($j = A, B, \langle NN \rangle$). Пропагатор NN -пары также вычисляется в системе покоя ядра A , при этом в выражении (1) он компенсируется с точностью до константы $2m_{\langle NN \rangle}$ множителем $\epsilon_A^{B+\langle NN \rangle} + p_B^2/2\mu$ из выражения (2).

Используя модель ТИМО [6] для ядерных волновых функций Ψ_A, Ψ_B, Ψ_x , получаем следующее выражение для амплитуды перехода (1):

$$\begin{aligned}
 M_{fi}(pA \rightarrow ppNB) &= \binom{A}{2}^{1/2} \sum_{M_{j_x}, J_x, \bar{M}, M_\Lambda} \sum_{\alpha_i, \alpha_f, N, \Lambda, L_0} \alpha_i^{A_j T_i} \alpha_f^{A-2J_f T_f} \times \\
 &\times \langle A\alpha_i | A - 2\alpha_f, N\Lambda; x \rangle (\Lambda M_\Lambda J_x M_x | \bar{J} \bar{M}) (J_f M_f \bar{J} \bar{M} | J_i M_i) \times \\
 &\times (T_f M_{T_f} T_x M_{T_x} | T_i M_{T_i}) U(\Lambda L_x \bar{J} S_x; L_0 J_x) \begin{Bmatrix} L_f & S_f & J_f \\ L_0 & S_x & J \\ L_i & S_i & J_i \end{Bmatrix} \times \\
 &\times [(2L_i + 1)(2S_i + 1)(2J_f + 1)(2\bar{J} + 1)]^{1/2} \Phi_{N\Lambda M_\Lambda}(\vec{k}_{cm}) \times \\
 &\times \langle \vec{p}_1 \sigma_1, \vec{p}_2 \sigma_2, \vec{p}_r \sigma_r | \hat{M}(p \langle NN \rangle \rightarrow p_1 p_2 p_r) | \vec{p} \sigma_p, -\vec{p}_B M_x \rangle.
 \end{aligned} \tag{4}$$

Здесь использованы стандартные обозначения для коэффициентов Клебша–Гордана, коэффициентов Рака и $9j$ -символов группы вращений, а также генеалогические коэффициенты ТИМО $\langle A\alpha_i | A - 2\alpha_f, N\Lambda; x \rangle$ и коэффициенты промежуточной связи для волновой функции начального ($\alpha_i^{A_j T_i}$) и конечного ($\alpha_f^{A-2J_f T_f}$) ядер; L_j, S_j, J_j, T_j — орбитальный момент, спин, полный угловой момент и изоспин ядра (кластера) j соответственно, ($j = i$ для начального ядра A , $j = f$ для ядра-остатка B , $j = x$ для кластера x). Схема векторной связи угловых моментов в генеалогических коэффициентах в (4) имеет вид

$$\begin{aligned}
 \bar{\Lambda} + \bar{L}_x &= \bar{L}_0, \quad \bar{L}_f + \bar{L}_0 = L_i, \quad \bar{S}_f + \bar{S}_x = \bar{S}_i, \\
 \bar{T}_f + \bar{T}_x &= \bar{T}_i.
 \end{aligned}$$

Коэффициенты Рака и $9j$ -символы в выражении (4) осуществляют переход к схеме связи $\bar{L}_f + \bar{S}_f = \bar{J}_f, \bar{L}_0 + \bar{S}_x = \bar{J}, \bar{L}_i + \bar{S}_i = \bar{J}_i, \bar{J}_f + \bar{J} = \bar{J}_i$.

Матричный элемент перехода $p \langle NN \rangle \rightarrow pNN$, соответствующий фейнмановской диаграмме на рис. 1б, в системе бесконечного импульса NN -пары, что эквивалентно использованию динамики светового фронта, в бесспиновом приближении имеет вид [9]:

$$\begin{aligned}
 M_{fi}(p \langle NN \rangle \rightarrow ppN) &= \\
 &= \frac{\Psi_d^{\text{LFD}}(\vec{k}_\perp, \xi)}{1 - \xi} M_{fi}(pN \rightarrow pN),
 \end{aligned} \tag{5}$$

где переменные светового фронта ξ и \vec{k}_\perp определены через импульсы конечных частиц следующими соотношениями:

$$\xi = \frac{p_r^+}{p_r^+ + p_N^+}, \quad \vec{k}_\perp = \xi \vec{p}_{r\perp} - (1 - \xi) \vec{p}_{N\perp}, \tag{6}$$

при этом в вершине $\langle NN \rangle \rightarrow p_r + p_N$ сохраняются “плюс”-компонента $p_{\langle NN \rangle}^+ = p_N^+ + p_r^+$ и поперечная компонента $\vec{p}_{\langle NN \rangle \perp} = \vec{p}_{N\perp} + \vec{p}_{r\perp}$ импульса, при этом ось OZ направлена по импульсу начального протона в системе покоя центра масс NN -пары [9]. Для дейтронного кластера $\langle NN \rangle = d$ релятивистская волновая функция $\Psi_d^{\text{LFD}}(\vec{k}_\perp, \xi) \equiv \Psi_d^{\text{LFD}}(\vec{q})$ связана с нерелятивистской функцией дейтрона $\Phi_d^{nr}(\vec{q})$ соотношением $\Psi_d^{\text{LFD}}(\vec{q}) = \sqrt{\epsilon(\vec{q})} \Phi_d^{nr}(\vec{q})$, где $\epsilon(\vec{q}) = \sqrt{m_N^2 + \vec{q}^2}$. Модуль внутреннего импульса \vec{q} определяется квадратом инвариантной массы pN -системы, образующейся при виртуальном распаде $\langle NN \rangle \rightarrow N + p_r$, $M_{pN}^2 = \frac{m_N^2 + \vec{p}_{N\perp}^2}{\xi(1 - \xi)}$, и связан с ней условием $M_{pN} = 2\epsilon(\vec{q})$, что дает $\vec{q}^2 = M_{pN}^2/4 - m_N^2$.

Волновые функции $\Phi_d^{nr}(\vec{q})$ и $\Phi_{\nu\Lambda M_\Lambda}(\vec{k}_B)$ нормированы условиями:

$$\int |\Phi_d^{nr}(\vec{q})|^2 \frac{d^3q}{(2\pi)^3} = 1, \quad \int |\Phi_{\nu\Lambda M_\Lambda}(\vec{k})|^2 \frac{d^3k}{(2\pi)^3} = 1. \quad (7)$$

Связь матричных элементов переходов M_{fi} в выражениях (1), (4), (5) с соответствующими инвариантными сечениями реакций $a + b \rightarrow 1 + 2 + \dots + n$ дается выражением

$$d\sigma = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_i - P_f) \frac{1}{4I} |M_{fi}|^2 \prod_j \frac{d^3p_j}{2E_j(2\pi)^3}, \quad (8)$$

где $I = \sqrt{(p_a p_b)^2 - m_a^2 m_b^2}$ – потоковый фактор, $p_j(m_j)$ – 4-импульс (масса) частицы j ; произведение по индексу j в правой части выражения (8) проводится по значениям $j = 1, \dots, n$. Распределение по импульсу ядра-остатка \vec{p}_B и нуклона отдачи \vec{p}_r может быть записано в виде

$$d\sigma = (2\pi)^{-8} \frac{1}{4I} |M_{fi}|^2 \frac{d^3p_r d^3p_B}{2E_r 2E_B} \frac{q_{12}}{4\sqrt{s_{12}}} d\Omega_{\vec{q}_{12}}, \quad (9)$$

где \vec{q}_{12} – относительный импульс пары нуклонов p_1 и p_2 , $s_{12} = (p_1 + p_2)^2$ – квадрат инвариантной массы этой пары, $E_r(E_B)$ – энергия нуклона p_r (ядра-остатка B); $d\Omega_{\vec{q}_{12}}$ – элемент телесного угла в направлении импульса \vec{q}_{12} .

ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Численные оценки выполнены здесь для реакции $^{12}\text{C}(p, ppn)^{10}\text{B}$ при энергии протона 4 ГэВ в системе покоя ^{12}C с образованием ядра-остатка ^{10}B в состояниях с небольшой энергией возбуждения $E^* \leq 5$ МэВ, полным угловым моментом J_f и изоспином T_f . Рассмотрены переходы на состояния с $T_f = 0$ и $T_f = 1$, приведенные в табл. 1. В волновую функцию основного состояния ядра ^{12}C конфигурация ^{11}S со схемой Юнга [444] входит с амплитудой $\alpha_i^{T_i=0 J_i=0} = 0.840$, а конфигурация ^{13}P [444] – с амплитудой $\alpha_i^{T_i=0 J_i=0} = 0.492$ [7]. Для приводимых здесь оценок мы используем только доминирующую конфигурацию ^{11}S [444]. При малых значениях импульса ядра-остатка (в системе покоя начального ядра ^{12}C имеем $\vec{k}_{cm} = \vec{p}_B$) наибольшее сечение взаимодействия соответствует переходам на уровни $E^* = 2.15$ и 0.717 МэВ с $T_f = 0$, допускающим значение орбитального момента $\Lambda = 0$, при этом переход на уровень 1.74 МэВ с $T_f = 1$ подавлен примерно на порядок изоспиновым фактором. Переходы на остальные рассмотренные

Таблица 1. Нижняя часть спектра уровней ядра ^{10}B

E_B (МэВ)	T_f	J_f	Λ
0	0	3	2
0.717	0	1	0, 2
2.15	0	1	0, 2
3.58	0	2	2
5.92	0	2	2
1.74	1	0	0
5.17	1	2	2

уровни с $\Lambda = 2$ подавлены на несколько порядков величины, но при увеличении импульса ядра-остатка вклады этих уровней увеличиваются и при импульсе $p_B \sim 0.3$ ГэВ \cdot с $^{-1}$ становятся сравнимы с вкладами остальных уровней. Этот результат следует из того, что осцилляторные волновые функции относительного движения $\Phi_{\nu\Lambda M_\Lambda}(\vec{p}_B)$ для квантовых чисел $\nu\Lambda = 22$ и 20 различаются поведением при малых p_B : состояние $\nu\Lambda = 20$ имеет максимум, а состояние $\nu\Lambda = 22$ подавлено как $\sim p_B^2$.

Влияние релятивистских эффектов в процессе выбивания протона из КНК-пары видно на рис. 2 и 3. На рис. 2 приведен относительный импульс, вычисленный по нерелятивистским правилам (q_{nr} , штриховая кривая) и по правилам динамики светового фронта (q_{LFD} , сплошная линия) в зави-

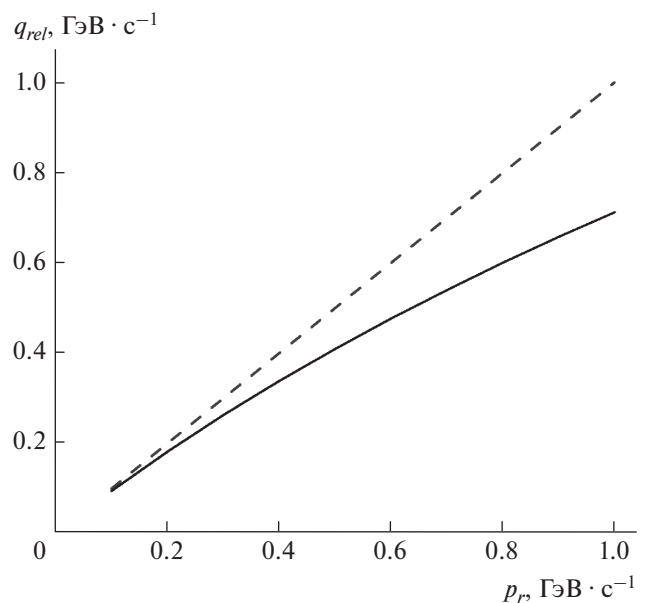


Рис. 2. Нерелятивистский (штриховая линия) и релятивистский (сплошная) относительные импульсы q_{rel} в КНК-паре в зависимости от импульса нуклона отдачи в СЦМ пары p_r .

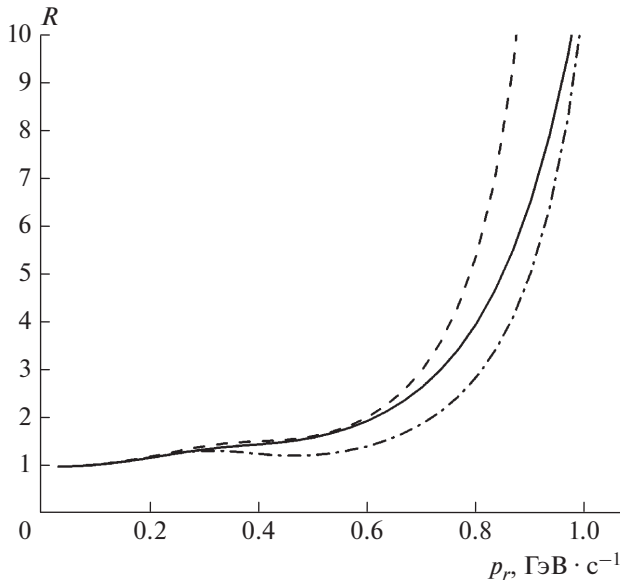


Рис. 3. Отношение R из выражения (10) для разных потенциалов NN -взаимодействия в зависимости от импульса нуклона отдачи в СЦМ пары p_r : парижский [10] (штриховая), боннский [11] (штрих-пунктир), CD Bonn [12] (сплошная).

симости от импульса нуклона-отдачи в лабораторной системе p_r . Видно, что при малых значениях импульса нуклона отдачи $p_r \leq 0.2 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$ разница между релятивистским и нерелятивистским расчетами пренебрежимо мала, но с ростом импульса p_r различие существенно возрастает. Так, при $p_r \approx q_{nr} = 0.8 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$ имеем $q_{LFD} = 0.6 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$, $R = 2.8$, а при $p_r \approx q_{nr} = 1 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1} - q_{LFD} = 0.7 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$, $R \approx 10^2$; здесь R – отношение квадрата волновой функции дейтрона при q_{LFD} и q_{nr} , определенное следующим соотношением

$$R = \frac{u^2(q_{LFD}) + w^2(q_{LFD})}{u^2(q_{nr}) + w^2(q_{nr})}. \quad (10)$$

Здесь u (w) – S (D)-компонента волновой функции дейтрона, $\vec{q}_{nr} = (\vec{p}_N - \vec{p}_r)/2 = -\vec{p}_r - \vec{p}_B/2$ – нерелятивистский относительный импульс, где \vec{p}_k ($k = r, N, B$) – 3-импульс нуклона (ядра) в системе покоя исходного ядра. Расчет величины R выполнен для волновых функций дейтрона с разными моделями для NN -потенциала – парижским [10], боннским [11] и CD Bonn [12] и приведен на рис. 3. Из рисунка следует, что при значениях импульса нуклона отдачи p_r меньше $0.4 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$ отношение R близко к единице, что указывает на незначительное влияние релятивистских эффектов в этой области, но при $p_r > 0.5 - 1.0 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$ R быстро возрастает с ростом p_r , достигая на грани-

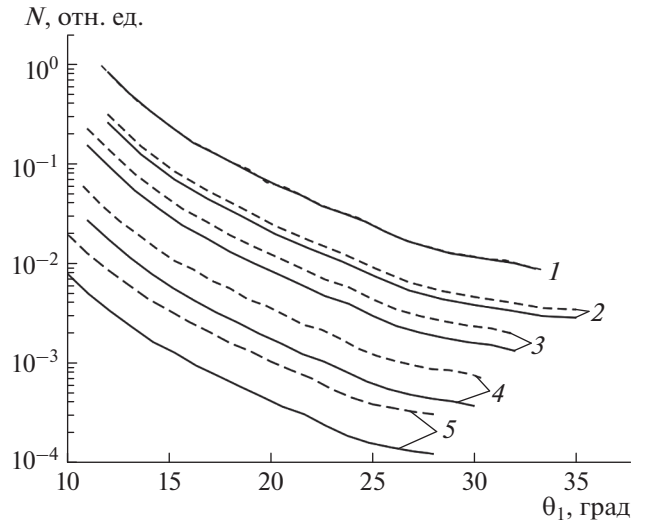


Рис. 4. Число событий в реакции (в относительных единицах) в зависимости от угла вылета рассеянного нуклона θ_1 для парижского [10] (штриховая линия) и CD Bonn [12] (сплошная) потенциалов NN -взаимодействия при разных значениях модуля импульса нуклона отдачи p_r : 1 – 0.4, 2 – 0.5, 3 – 0.6, 4 – 0.8, 5 – $1.0 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$.

це этого интервала значений $\sim 10 - 10^2$, и существенно зависит от типа потенциала NN -взаимодействия.

На рис. 4 приведены результаты расчета числа событий $N(p_r, \theta_1)$ (в относительных единицах) для перехода на уровень 0.717 МэВ в зависимости от угла вылета рассеянного нуклона θ_1 при разных значениях импульса нуклона-спектатора $p_r = 0.5 - 1.0 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$ для парижского (штриховая линия) и CD Bonn (сплошная) потенциалов NN -взаимодействия. Углы вылета нуклона-спектатора p_r и ядра-остатка в системе покоя ядра-мишени равны $\theta_r = 6^\circ$, $\phi_r = 0$, $\theta_B = 36^\circ$, $\phi_B = 180^\circ$ соответственно; импульс ядра-остатка p_B положен равным $1 \text{ МэВ} \cdot \text{с}^{-1}$. Переходу на этот уровень соответствует S -волновая функция относительного движения центров масс NN -пары и ядра-остатка с квантовыми числами $\nu\Lambda = 20$. Уменьшение скорости счета с ростом угла θ_1 связано с ростом угла рассеяния θ_{cm}^{pp} в квазисвободном процессе $pN \rightarrow pN$ в верхней вершине полюсной диаграммы на рис. 1а от $\approx 30^\circ$ до $\approx 90^\circ$ и, соответственно, с уменьшением сечения свободного pp -рассеяния, которое берется из экспериментальных данных [13]. Из рисунка видно, что при больших импульсах $p_r > 0.7 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$ результат существенно зависит от типа NN -потенциала, изменяясь примерно в 2 раза при переходе от парижского потенциала [10] к модели CD Bonn [11]. Кроме того, при больших импульсах

$p_r = 0.8-1.0 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$, что эквивалентно большим значениям относительного импульса нуклонов в NN -паре $q_{\text{LFD}} \sim 0.6-0.7 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$, величина сечения свободного pp -рассеяния существенно зависит от способа вывода амплитуды на массовую поверхность. А именно, угол pp -рассеяния θ_{cm}^{pp} при заданной инвариантной массе \sqrt{s} можно вычислить либо по квадрату переданного 4-импульса $t = (p - p_1)^2$, либо по $\bar{t} = (p_N - p_2)^2$. Для рассеяния вне массовой поверхности эти значения различны, и различие тем больше, чем больше внутренний импульс q_{LFD} . При $p_r = 0.8-1.0 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$ это приводит к различию в дифференциальном сечении pp -рассеяния с фактором ~ 2 .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В приближении плоских волн в работе развит формализм для расчета сечения реакции $^{12}\text{C} + p \rightarrow p + p + N + ^{10}\text{A}$ в предположении механизма квазиупругого выбивания нуклона протоном из коррелированной двухнуклонной пары. Развитый формализм может быть использован для описания реакций типа $^{12}\text{C}(p, 3N)^{10}\text{A}$. Численные оценки показывают, что релятивистские эффекты во внутреннем движении нуклонов в коррелированной NN -паре становятся существенными при импульсе нуклона-отдачи (нуклона-спектатора) $p_r \geq 0.5 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$. При таких значениях импульса p_r становится существенной зависимость сечения процесса от типа потенциала NN -взаимодействия на малых расстояниях. При этом в расчет вероятности подпроцесса $p + \langle NN \rangle \rightarrow p + N + N$ при $q_{\text{rel}} \geq 0.6 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$ вносится неопределенность с фактором ~ 2 , если квадрат амплитуды pN -рассеяния вне массовой поверхности заменяется в импульсном приближении дифференциальным сечением свободного упругого pN -рассеяния. Та-

ким образом, получение данных о распределении по внутреннему импульсу q_{rel} в КНК-парах при больших импульсах $q_{\text{rel}} \geq 0.6 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$ является очень важной задачей, но представляет серьезную проблему даже в случае простейшего полюсного механизма реакции.

Автор признателен М. Пацюк и Э. Пиасецкому за обсуждение работы. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект № 18-02-40046).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hen O., Miller G.A., Piasetzky E., Weinstein L.B.* // *Rev. Mod. Phys.* 2017. V. 89. Art. № 045002.
2. *Duer M., Schmidt A., Pybus J.R. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2019. V. 122. Art. № 172502.
3. *Cohen E.O., Hen O., Piasetzky E. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2018. V. 121. Art. № 092501.
4. *Ero J., Fodor Z., Koncz Z. et al.* // *Nucl. Phys. A.* 1981. V. 372. P. 317.
5. http://bmnshift.jinr.ru/wiki/lib/exe/fetch.php?media=proposal_bmn_dubna_final.pdf.
6. *Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф.* Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука, 1969. 414 с.
7. *Бояркина А.Н.* Структура ядер 1р-оболочки. М.: МГУ, 1973. 62 с.
8. *Жусупов М.А., Узиков Ю.Н.* // *ЭЧАЯ.* 1987. Т. 18. № 2. С. 323; *Zhusupov M. A., Uzikov Yu.N.* // *Sov. J. Part. Nucl.* 1987. V. 18. № 2. P. 136.
9. *Узиков Ю.Н.* // *ЯФ.* 1992. Т. 55. № 9. С. 2374; *Uzikov Yu.N.* // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1992. V. 55. № 9. P. 1319.
10. *Lacombe M., Loiseau B., Mau R.V. et al.* // *Phys. Rev. C.* 1980. V. 21. P. 861.
11. *Machleidt R., Holinde K., Elster C.* // *Phys. Rep.* 1987. V. 149. P. 1.
12. *Machleidt R.* // *Phys. Rev. C.* 2001. V. 63. Art. № 024001.
13. *Kammerud R.C., Brabson B.B., Crittenden R.R. et al.* // *Phys. Rev. D.* 1971. V. 4. № 5. P. 1309.