

Учет взаимодействия нуклонов в конечном состоянии в процессах рождения мезонов

М. Н. Платонова¹⁾, О. А. Рубцова¹⁾

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 21 июня 2026 г.

После переработки 16 июля 2026 г.

Принята к публикации 20 июля 2026 г.

Предлагается обобщение формализма Фэлдта–Вилкина, связывающего сечения рождения мезонов с вылетом дейтрона или нуклонной пары в конечном состоянии, для более высоких энергий возбуждения конечной пары нуклонов. Для вывода соотношения между сечениями используется модель взаимодействия с дополнительным ненуклонным каналом, в которой связь между соответствующими амплитудами определяется энергетической зависимостью ненуклонной компоненты волновой функции NN -системы. При этом показано, что полученное соотношение сечений практически не зависит от модели взаимодействия при энергиях возбуждения нуклонной пары от нуля до 40–50 МэВ. В качестве примера рассмотрены отношения полных и дифференциальных сечений реакции $pp \rightarrow pn\pi^+$ к соответствующим сечениям реакции $pp \rightarrow d\pi^+$. Показано, что предложенный обобщенный формализм для учета взаимодействия нуклонов в конечном состоянии хорошо описывает экспериментальные данные при энергиях падающих протонов ниже 600 МэВ.

DOI: 10.7868/S3034576626090032

1. Введение. Рождение мезонов в нуклон-нуклонных и нуклон-ядерных соударениях сопровождается большими переданными импульсами и может дать важную информацию о природе короткодействующих ядерных сил. В области энергий падающих нуклонов до 1 ГэВ доминируют процессы рождения одного и двух пионов. Реакции рождения пионов в нуклон-нуклонных (NN) соударениях в этой области хорошо изучены как теоретически, так и экспериментально. Тем не менее, для реакций с конечной несвязанной NN -парой, в отличие от случая конечного дейтрона, в литературе имеется гораздо меньше данных. Причина этого заключается в сложности измерения сечений таких реакций, в особенности вблизи порога, где сечения очень малы. Кроме того, результаты теоретических расчетов для реакций рождения пионов как с конечным дейтроном, так и с парой нуклонов до сих пор остаются сильно модельно-зависимыми. Необходимость безмодельных теоретических ограничений на сечения рождения мезонов для поддержки экспериментальных исследований, а также для независимой оценки предлагаемых теоретических подходов послужила мотивацией для создания формализма, позволяющего соотнести сечения реакций с конечным связанным

и несвязанным состоянием двух нуклонов на основе асимптотических свойств нуклон-нуклонных волновых функций, не зависящих от модели NN -взаимодействия. Такой формализм был построен Фэлдтом и Вилкином для S -волнового взаимодействия нуклонов на малых расстояниях [1, 2] и успешно применен для описания рождения пионов в pp - и pd -соударениях [1, 3, 4], а также η -мезонов [5] и двух пионов [6] в pn -соударениях. Обобщение формализма Фэлдта–Вилкина (ФВ) на случай учета тензорных компонент NN -взаимодействия было дано в работах [7, 8]. Общий случай реалистического NN -взаимодействия с тензорной компонентой был недавно рассмотрен нами [9, 10] в импульсном представлении в связи с проблемой описания короткодействующих корреляций нуклонов в ядрах (см. также работу [11]).

Основное ограничение подхода ФВ заключается в его обоснованной применимости только вблизи полюса связанного состояния. Так, для спин-триплетного канала область применимости данного формализма ограничена энергией возбуждения конечной пары нуклонов около 2 МэВ. Цель данной работы заключается в проверке модельной зависимости отношения импульсных распределений для нуклонной пары в континууме и в связанном состоянии и в попытке найти более универсальную формулу связи сечений короткодействующих процессов, позволя-

¹⁾e-mail: platonova@nucl-th.sinp.msu.ru; rubtsova@nucl-th.sinp.msu.ru

ующую расширить область применимости формализма ФВ на более высокие энергии (или on-shell импульсы) конечной пары нуклонов.

В следующих разделах дается краткое описание подхода ФВ и его обобщения на случай учета тензорных сил, а также демонстрируется слабая зависимость отношения импульсных распределений в триплетном NN -состоянии рассеяния и в дейтроне в высокоимпульсной области от модели взаимодействия в интервале энергий NN -пары от нуля до 40–50 МэВ. Для нахождения обобщенного отношения сечений используется модель NN -взаимодействия с дополнительной ненуклонной степенью свободы [12–14], которая позволяет восстановить универсальную связь волновых функций из зависимости ненуклонной компоненты функции рассеяния от энергии. В качестве примера применения предложенного обобщенного формализма мы рассмотрим отношение полных и дифференциальных сечений реакции $pp \rightarrow pn\pi^+$ к соответствующим сечениям реакции $pp \rightarrow d\pi^+$ и сравним результаты с имеющимися данными.

2. Формализм ФВ. Введем сначала необходимые обозначения. Будем рассматривать ниже S - и D -волновые радиальные части волновой функции дейтрона, $u(r)$ и $w(r)$, имеющие асимптотики при $r \rightarrow \infty$:

$$u(r) \rightarrow N_S \exp(-\alpha r), \quad w(r) \rightarrow N_D \exp(-\alpha r), \quad (1)$$

где $\alpha \equiv \sqrt{mB_d} = 0.23 \text{ фм}^{-1}$ – волновое число, соответствующее энергии связи дейтрона B_d , m – средняя масса нуклона, а N_S и N_D – асимптотические нормировочные коэффициенты (АНК). Волновая функция дейтрона удовлетворяет стандартному условию нормировки: $\int_0^\infty [u^2(r) + w^2(r)] dr = 1$.

Фэлдт и Вилкин показали [1, 2] (см. также [7]), что в случае S -волнового NN -взаимодействия при предельном переходе в полюс $p = i\alpha$ верно равенство:

$$\lim_{p \rightarrow i\alpha} A(p)\psi_p(r) = u(r), \quad A(p) = -\sqrt{2\alpha(\alpha^2 + p^2)}, \quad (2)$$

где $\psi_p(r)$ – радиальная часть функции рассеяния, имеющая асимптотику:

$$\psi_p^s(r) \rightarrow \frac{1}{p} \sin(pr + \phi(p)), \quad r \rightarrow \infty, \quad (3)$$

здесь $\phi(p)$ – парциальный фазовый сдвиг. Далее им было показано, что равенство (2) продолжает работать при малых вещественных p на малых расстояниях r . На основе этого свойства была найдена явная связь между амплитудами короткодействующих процессов, имеющими в конечном состоянии либо

дейтрон, либо несвязанную np -пару [1, 3]. Обобщение этого формализма на случай учета D -волны было сделано в работах [7, 8]. Недавно мы также показали [9], что соотношение, аналогичное (2), можно использовать и для импульсных распределений, включая случай NN -взаимодействия с тензорными компонентами. Так, для высокоимпульсной части распределений в каналах 3S_1 – 3D_1 справедливо приближенное равенство²⁾:

$$\pi\alpha(\alpha^2 + p^2) \sum_{l=0,2} |\psi_{p,l}(k)|^2 \approx \rho_d(k), \quad p \lesssim \alpha, \quad k \gg p, \quad (4)$$

где $\rho_d(k) = |u(k)|^2 + |w(k)|^2$ – импульсное распределение в дейтроне, нормированное как $\int_0^\infty dk k^2 \rho_d(k) = 1$, а $\psi_{p,l}(k)$ – радиальные S - и D -части волновой функции рассеяния в импульсном представлении, нормированные согласно условию:

$$\sum_{l=0,2} \int_0^\infty dk k^2 \psi_{p,l}(k) \psi_{p',l}(k) = \frac{1}{p^2} \delta(p - p'). \quad (5)$$

Обозначим $F_{FW}(p) \equiv \pi\alpha(\alpha^2 + p^2)$ как фактор ФВ.

Главное преимущество полученного соотношения состоит в том, что оно не зависит от выбранной модели NN -взаимодействия, что позволяет установить безмодельную связь амплитуд рассеяния [1]. Однако явный вид фактора ФВ был получен в дейтронном полюсе, поэтому его можно использовать только при on-shell импульсах $p \lesssim \alpha$. Вместе с тем, можно показать, что безмодельная связь амплитуд сохраняется и в более широком диапазоне значений p . Это свойство продемонстрировано на рис. 1, где сравниваются отношения импульсного распределения в дейтроне к распределениям для состояний рассеяния при фиксированных on-shell импульсах p для двух реалистических, но существенно отличающихся моделей NN -взаимодействия: CD Bonn [15] и дибарионной модели DBM-2024 [14]. Как видно из рис. 1, в области высоких импульсов $k > 1.5 \text{ фм}^{-1}$ распределения для состояний рассеяния, действительно, пропорциональны дейтронному распределению для “своего” NN -потенциала. Соответствующее отношение импульсных распределений очень слабо зависит от модели даже при $p \simeq 0.8 \text{ фм}^{-1}$, однако множитель ФВ дает завышенное значение для такого отношения при $p > \alpha$.

²⁾ В этом случае при одной энергии есть две функции рассеяния, отвечающие начальным состояниям в S - или D -волне. Соотношение (4) верно именно для первого типа граничных условий. Вклад от второй ветви спектра в амплитуды при низких энергиях сравнительно мал, и им, как правило, можно пренебречь.

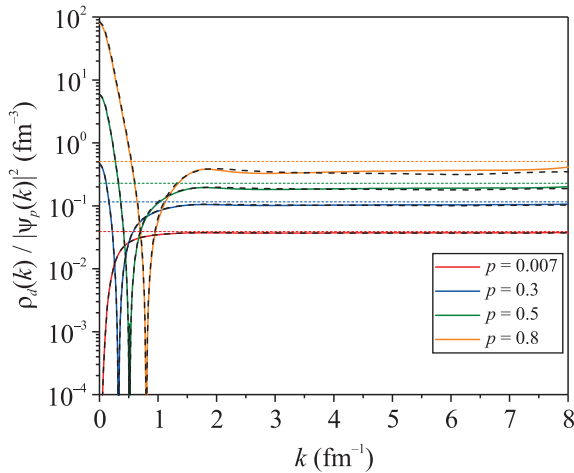


Рис. 1. (Цветной онлайн) Отношение импульсного распределения в дейтроне к квадрату модуля волновой функции рассеяния при фиксированном значении on-shell импульса p для потенциала DBM-2024 (сплошные кривые) и CD Bonn (штриховые кривые). Точечные кривые показывают значения фактора ФВ для того же значения p . Кривые разного цвета отвечают разным значениям p (в fm^{-1})

Предположим, что отношение импульсных распределений для связанного состояния и состояния рассеяния дается более общим фактором $F(p)$, для которого $F_{\text{FW}}(p)$ является приближением. Множитель $F_{\text{FW}}(p)$ является линейной функцией аргумента $p^2 + \alpha^2$, тогда как $F(p)$ можно представить как более сложную функцию того же аргумента [2]. Из условия в полюсе связанного состояния $F(i\alpha) = F_{\text{FW}}(i\alpha)$ и аналитических свойств рассматриваемых функций следует, что $F(p) = F_{\text{FW}}(p)[1 + O(p^2 + \alpha^2)]$.

Поскольку пока не представляется возможным найти явный аналитический вид этой функции, ниже мы выведем ее аппроксимацию, используя реалистическую модель NN -взаимодействия. Как будет показано далее, для этой цели удобно использовать модель с дополнительной ненуклонной степенью свободы.

3. Случай взаимодействия с дополнительной степенью свободы.

Рассмотрим NN -взаимодействие с дополнительной ненуклонной степенью свободы (например, взаимодействие дибарионной модели [12, 13], учитывающей образование дибарионных резонансов при сближении нуклонов на малые расстояния). При этом считаем, что полное пространство представляется в виде прямой суммы двух ортогональных подпространств разной природы – внешнего и внутреннего. Внешнее подпространство отвечает относительноному движению нуклонов, в то время как внутрен-

нее описывает ненуклонную (дибарионную) компоненту в NN -системе. Такое внутреннее подпространство одномерно и определяется состоянием $|D\rangle$, параметры и структура которого не зависят от энергии NN -пары (от нее зависит только его вес в полной волновой функции).

Таким образом, полный гамильтониан системы записывается в виде:

$$H = \begin{pmatrix} h_{NN} & |\Phi\rangle\langle D| \\ |D\rangle\langle\Phi| & E_0|D\rangle\langle D| \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где h_{NN} – компонента гамильтониана во внешнем канале, $|\Phi\rangle$ – формфактор, определенный во внешнем подпространстве и включающий константу связи, а E_0 – энергия состояния во внутреннем канале (см. детали в работе [13]).

Волновые функции связанного состояния и состояний рассеяния имеют вид двухкомпонентных столбцов в полном пространстве: $|\Psi_d\rangle = \begin{pmatrix} |\phi_d\rangle \\ a_d|D\rangle \end{pmatrix}$ и $|\Psi_p\rangle = \begin{pmatrix} |\psi_p\rangle \\ a(p)|D\rangle \end{pmatrix}$, где a_d и $a(p)$ – внутренние компоненты волновых функций. Для модели DBM-2024, которую мы используем ниже, значение a_d^2 составляет 0.035.

Можно ожидать, что, как и в случае обычного гамильтониана NN -системы, при продолжении функции рассеяния полного гамильтониана (6) в полюс связанного состояния получится предельное соотношение: $\lim_{p \rightarrow i\alpha} \bar{A}(p)|\Psi_p\rangle = |\Psi_d\rangle$. Такое соотношение должно выполняться отдельно для внешних и внутренних компонент функций, поскольку они относятся к разным подпространствам. Тогда для квадратов модулей будем иметь соотношения $(F(p) = |\bar{A}(p)|^2)$:

$$F(p) \sum_{l=0,2} |\psi_{p,l}(k)|^2 \approx \rho_d(k), \quad F(p)|a(p)|^2 \approx a_d^2, \quad (7)$$

которые будут выполняться точно в самом полюсе и приближенно при некотором удалении от него (и для внешних компонент при $k > 1.5 \text{ fm}^{-1}$).

Таким образом, из связи внутренних компонент получаем приближение для фактора $F(p)$, связывающего импульсные распределения во внешнем канале³⁾:

$$F_{\text{DBM}}(p) = \frac{a_d^2}{|a(p)|^2}. \quad (8)$$

Это соотношение удобно тем, что внутренние ком-

³⁾ Индекс DBM ниже используется для обозначения способа вычисления фактора $F(p)$.

поненты не зависят от импульса k , а представляют собой, соответственно, число и функцию on-shell импульса p , поскольку внутреннее подпространство одномерно.

На рисунке 2 приводится множитель $F_{\text{DBM}}(p)$, найденный в рамках модели DBM-2024 [14], в сравнении с фактором ФВ $F_{\text{FW}}(p)$, а также их отношение. Оба множителя представлены как функции аргумента $p^2 + \alpha^2$. Как видно из рис. 2, при малых значениях аргумента оба фактора близки друг к другу и линейны, однако с ростом $p^2 + \alpha^2$ (и, соответственно, энергии) отношение $F_{\text{DBM}}(p)/F_{\text{FW}}(p)$ убывает. Мы нашли, что это отношение может быть описано функцией $f(y) = 1 - 0.418(1 - e^{-0.183y}) - 0.239(1 - e^{-2.4y})$, где $y = p^2 + \alpha^2$, в интервале $0 \leq y \leq 6 \text{ фм}^{-2}$ с погрешностью менее 1 %.

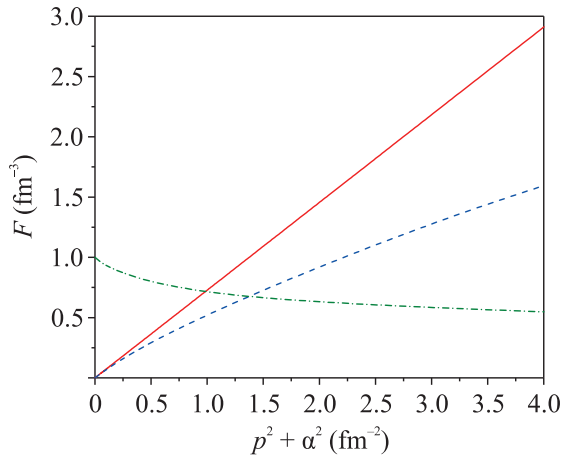


Рис. 2. (Цветной онлайн) Сравнение фактора ФВ $F_{\text{FW}}(p)$ (сплошная кривая) и множителя $F_{\text{DBM}}(p)$ для дибарионной модели DBM-2024 (штриховая кривая) как функций аргумента $p^2 + \alpha^2$. Штрих-пунктирная кривая показывает отношение $F_{\text{DBM}}(p)/F_{\text{FW}}(p)$

В качестве иллюстрации соотношений (7) на рис. 3 показано отношение квадратов модулей внешних компонент волновых функций рассеяния для модели DBM-2024, домноженных на фактор $F_{\text{DBM}}(p)$ и поделенных на импульсное распределение для дейтрона, найденное в той же модели. Как видно из рис. 3, восстановленный по внутренним компонентам множитель дает немного завышенное по сравнению с 1 значение такого отношения с ростом энергии, но отклонение при $p = 0.8 \text{ фм}^{-1}$ составляет в среднем менее 20 %. При том же значении on-shell импульса p отношение $F_{\text{FW}}(p)/F_{\text{DBM}}(p)$ составляет примерно 1.3, т.е. множитель ФВ дает ошибку порядка 50 %. Таким образом, разработанный нами формализм действительно позволяет расширить область действия и уточнить значение множителя, связыва-

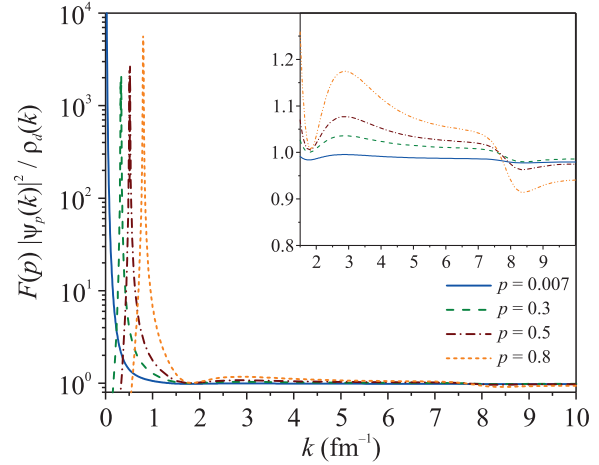


Рис. 3. (Цветной онлайн) Отношение квадрата модуля функции рассеяния, домноженного на фактор $F_{\text{DBM}}(p)$, к импульсному распределению в дейтроне для потенциала DBM-2024. Вставка показывает высокоимпульсную область в линейном масштабе. Разные типы кривых отвечают различным значениям p (в фм^{-1})

ющего функции рассеяния и дейтрона в высокоимпульсной области. Хотя фактор (8) был получен нами с использованием модели взаимодействия с внутренним каналом, из результатов раздела 2 (см. рис. 1) следует, что его численное значение верно и для других реалистических моделей NN -взаимодействия, т.е. фактически является безмодельным в области $p < 1 \text{ фм}^{-1}$.

4. Внутренняя компонента для синглетного дейтрона. Недавно нами было показано [9], что формализм ФВ (т.е. соотношение вида (2)) и его аналог в импульсном представлении могут быть использованы и для синглетного NN -канала 1S_0 . В этом случае при $k \gg p$ должно выполняться соотношение $|u_v(k)|^2 \approx F(p)|\psi_p(k)|^2$, где $u_v(k)$ – радиальная часть решения однородного уравнения Липпмана–Швингера для виртуального состояния.

В случае взаимодействия с внутренним каналом можно формально повторить вывод, сделанный выше для триплетных состояний, и получить выражение для $F(p)$ через отношение внутренних компонент соответствующих функций: $F_{\text{DBM}}(p) = |a_v|^2/|a(p)|^2$, где a_v – внутренняя компонента для функции виртуального состояния $|\Phi_v\rangle \equiv \begin{pmatrix} |u_v(k)\rangle \\ a_v|D\rangle \end{pmatrix}$. Заметим, что для вычисления a_v нет необходимости находить функцию Φ_v , а можно воспользоваться соотношением ФВ вблизи нулевых энергий: $|a_v|^2 = \pi|\alpha_v|(\alpha_v^2 + p_m^2)|a(p)|^2$, где p_m – некоторый минимальный on-shell импульс, используемый в расчете, а

α_v – соответствующее виртуальному состоянию (отрицательное) волновое число. Для синглетного pn -канала $\alpha_v = -0.04 \text{ фм}^{-1}$. Для модели DBM-2024 квадрат модуля внутренней (дибарионной) компоненты для синглетного дейтрона оказывается равным $|\alpha_v|^2 = 0.007$, что в пять раз меньше, чем для обычного дейтрона.

Отметим, что такой формализм может быть восстановлен при описании неупругих реакций с вылетом синглетного дейтрона.

5. Связь сечений рождения мезонов с различными конечными состояниями. Модель взаимодействия с внутренним каналом также позволяет выразить отношение амплитуд и сечений рождения мезонов с различными конечными состояниями через отношение весов внутренней компоненты в этих состояниях. Вес внутренней (дибарионной) компоненты в дейтроне задается величиной a_d^2 . Введем по аналогии величину $\frac{dW_D}{dp} = p^2|a(p)|^2$, так что $W_D(p) = \int_0^p \frac{dW_D}{dp} dp$ – вес дибарионной компоненты в NN -состоянии рассеяния в каналах 3S_1 – 3D_1 в интервале on-shell импульсов от 0 до p . Из замены переменных $M_{pn} dM_{pn} = 4p dp$ следует $\frac{dW_D}{dM_{pn}} = \frac{M_{pn}}{4} p |a(p)|^2$, или $\frac{dW_D}{dx} = \frac{pB_d M_{pn}}{4} |a(p)|^2$, где $M_{pn} = 2\sqrt{p^2 + m^2} = Q + 2m$ – инвариантная масса двух конечных нуклонов, Q – энергия возбуждения конечной NN -пары и $x = Q/B_d \simeq p^2/\alpha^2$, $p \ll m$.

Отношение квадратов модулей амплитуд рождения мезонов с конечной pn -парой в триплетном состоянии и конечным дейтроном в формализме ФВ дается формулой [3]:

$$\frac{|M_{pn}|^2}{|M_d|^2} \simeq \frac{2\pi m}{\alpha(p^2 + \alpha^2)}, \quad (9)$$

тогда как отношение квадратов модулей амплитуд, полученное на основе формализма с внутренним каналом, имеет вид:

$$\frac{|M_{pn}|^2}{|M_d|^2} \simeq \frac{4\pi^2}{pB_d} \frac{dW_D}{a_d^2 dx}, \quad (10)$$

т.е. оказывается пропорциональным отношению весов внутренней (дибарионной) компоненты в NN -состоянии рассеяния и дейтроне.

В случае рождения одного пиона из отношения фазовых объемов возникает дополнительный множитель $\frac{p_\pi(x)}{p_\pi(-1)} \frac{pB_d}{4\pi^2}$, где p_π – импульс пиона в с.ц.и., связанный с инвариантной массой M_{pn} соотношением

$$p_\pi^2(x) = \frac{1}{4s} [(s - m_\pi^2 - M_{pn}^2)^2 - 4m_\pi^2 M_{pn}^2]. \quad (11)$$

В итоге, получаем связь дифференциальных сечений однопионного рождения:

$$\frac{d\sigma_{pn}}{dx d\Omega} = R_{pn/d} \frac{d\sigma_d}{d\Omega}, \quad (12)$$

где отношение сечений $R_{pn/d}$ в формализме ФВ дается формулой [3]

$$R(\text{FW}) = \frac{p_\pi(x)}{p_\pi(-1)} \frac{\sqrt{x}}{2\pi(x+1)}, \quad (13)$$

а в формализме с внутренним каналом –

$$R(\text{DBM}) = \frac{p_\pi(x)}{p_\pi(-1)} \frac{dW_D}{a_d^2 dx}. \quad (14)$$

При $p \lesssim \alpha$ имеем $R(\text{DBM}) \simeq R(\text{FW})$.

В случае вылета пиона с орбитальным моментом $l_\pi > 0$ оператор пионного рождения пропорционален $p_\pi^{l_\pi}$. Эту зависимость также важно учитывать при вычислении отношения сечений. Соответственно, в этом случае формулы (13) и (14) нужно умножить на $[p_\pi(x)/p_\pi(-1)]^{2l_\pi}$. Поскольку отношение $R_{pn/d}$ не зависит от угла вылета пиона, то соответствующее отношение полных сечений $R_{pn/d}^t$ дается интегралом по x от выражения (13) или (14). Отметим здесь также, что соотношения (10) и (14) были выведены и имеют удобное и наглядное представление в модели взаимодействия с внутренним каналом, но при этом их численные значения очень слабо зависят от модели в области $p < 1 \text{ фм}^{-1}$.

6. Результаты расчетов для отношений сечений однопионного рождения в реакциях $pp \rightarrow pn\pi^+$ и $pp \rightarrow d\pi^+$. Результаты расчетов отношений сечений процессов $pp \rightarrow pn\pi^+$ и $pp \rightarrow d\pi^+$ представлены на рис. 4 и 5 в сравнении с экспериментальными данными из работ [16–19]. Известно, что в полном сечении этих процессов, начиная с энергий $T_p \simeq 350 \text{ МэВ}$, доминирует p -волновое рождение пионов, обусловленное возбуждением промежуточной Δ -изобары. Из рисунка 4 (слева) видно, что расчетные кривые для орбитального момента пиона $l_\pi = 1$ правильно описывают отношение полных сечений при энергиях от 350 до 500 МэВ, причем обобщенный фактор, полученный из дибарионной модели, приводит к лучшему согласию с данными, чем фактор ФВ. В то же время, при росте энергии выше $N\Delta$ -порога поведение отношения сечений качественно меняется, и расхождение с экспериментом растет для обоих факторов. Аналогичная ситуация имеет место и для отношения дифференциальных сечений вылета пионов под нулевым углом, показанного на рис. 4 (справа). Здесь, в отличие от пол-

ных сечений, измерения и расчеты были выполнены при фиксированной энергии возбуждения двух конечных нуклонов $Q = 10$ МэВ. В работе [17] отклонение измеренного отношения дифференциальных сечений от предсказаний формализма ФВ при энергиях $T_p > 600$ МэВ было, предположительно, связано с открытием канала двухпионного рождения и с возможностью выхода промежуточного пиона на массовую поверхность. Можно также предположить, что t -канальный механизм возбуждения Δ -изобары, выше $N\Delta$ -порога, становится более дальнедействующим, и его описание в этой области выходит за рамки применимости как подхода ФВ, так и нашего обобщенного подхода. На дальнедействующий характер пионного рождения при таких энергиях указывает и существенный вклад парциальных волн $L > 0$ в pn -системе уже при $Q \lesssim 20$ МэВ, найденный в работе [20]. При этом, однако, вклад D -волны в конечном pn -состоянии, включенный в наш обобщенный формализм, не играет большой роли в устранении имеющихся расхождений с данными с ростом энергии соударения.

На рисунке 5 показано отношение дифференциальных сечений вылета пиона под углом 35° для энергий $T_p = 420$ МэВ (слева) и 500 МэВ (справа), при которых отношение полных сечений хорошо описывается предложенным формализмом. Здесь важно отметить, что такой угол вылета пионов в лабораторной системе соответствует углам вылета в с.ц.и. более 60° . Вклад p -волнового рождения пионов при таких кинематических условиях существенно падает, поэтому вполне закономерно, что отношение сечений здесь описывается s -волновыми факторами из формул (13) и (14), что и показано на рис. 5. Из этого рисунка также видно, что обобщенный фактор, полученный из дибарионной модели, в целом лучше согласуется с данными с ростом энергии конечной pn -пары, чем фактор ФВ (хотя при энергии $T_p = 420$ МэВ он дает немного завышенный результат).

7. Заключение. Предложено обобщение формализма ФВ для учета взаимодействия нуклонов в конечном состоянии в процессах рождения мезонов на область более высоких энергий возбуждения конечной пары нуклонов. Такое обобщение возможно благодаря очень слабой зависимости отношения импульсных распределений в спин-триплетном состоянии рассеяния $\Psi_p(k)$ с on-shell импульсом p и относительным импульсом k к распределению в дейтроне от модели NN -взаимодействия в области $k > 1.5 \text{ фм}^{-1}$ и $p < 1 \text{ фм}^{-1}$, или до энергий возбуждения конечной NN -пары $40\text{--}50$ МэВ. В этой области для нахождения

универсального отношения импульсных распределений и соответствующих сечений мезонного рождения с конечной связанной и несвязанной нуклонной парой можно использовать модель взаимодействия с внутренним каналом, отвечающим дополнительной ненуклонной (например, дибарионной) степени свободы. Такая модель удобна тем, что искомое отношение импульсных распределений может быть получено из соответствующего отношения для волновых функций внутреннего канала, зависящих только от on-shell импульса p . Вблизи дейтронного полюса полученный обобщенный фактор совпадает с фактором ФВ, однако с ростом p различие между двумя факторами возрастает.

Предложенный формализм хорошо описывает данные по отношениям полных сечений реакций $pp \rightarrow pn\pi^+$ и $pp \rightarrow d\pi^+$ при энергиях от порога до $T_p \simeq 550$ МэВ. При более высоких энергиях открываются каналы двухпионного рождения и возбуждения промежуточной Δ -изобары, и, соответственно, растет вклад дальнедействующих механизмов. Также получено хорошее согласие с данными по отношениям $R_{pn/d}$ для дифференциальных сечений однопионного рождения в зависимости от энергии в конечной NN -паре. Для описания данных как по полным, так и по дифференциальным сечениям важен корректный учет углового момента вылетающих пионов.

Отметим, что для дибарионного (s -канального) механизма реакции предложенный формализм и полученное соотношение (14) дают совершенно адекватное описание. В этом случае связь сечений, действительно, определяется отношением весов дибарионной компоненты в состоянии рассеяния с заданной энергией и в дейтроне, домноженным на фактор, учитывающий фазовый объем и орбитальный момент пиона. В то же время, для t -канальных механизмов реакции возможен существенный вклад дальнедействующей части, неучтенной в рассматриваемом подходе. В некотором роде, качество описания данных на основе (обобщенного) формализма ФВ может служить “маркером” короткодействующей природы изучаемого процесса.

Предложенное обобщение формализма ФВ может быть применено также: а) для рождения пионов в pp -соударениях с конечной NN -парой в синглетном канале 1S_0 ; б) для трехнуклонных конечных состояний типа pd и ^3He ; в) для других типов вылетающих мезонов (например, η). В следующих работах мы рассмотрим применение развитого здесь формализма к описанию двухпионного рождения в pn -соударениях, а также процессов рождения пионов с конечной NN -парой в спин-синглетном канале.

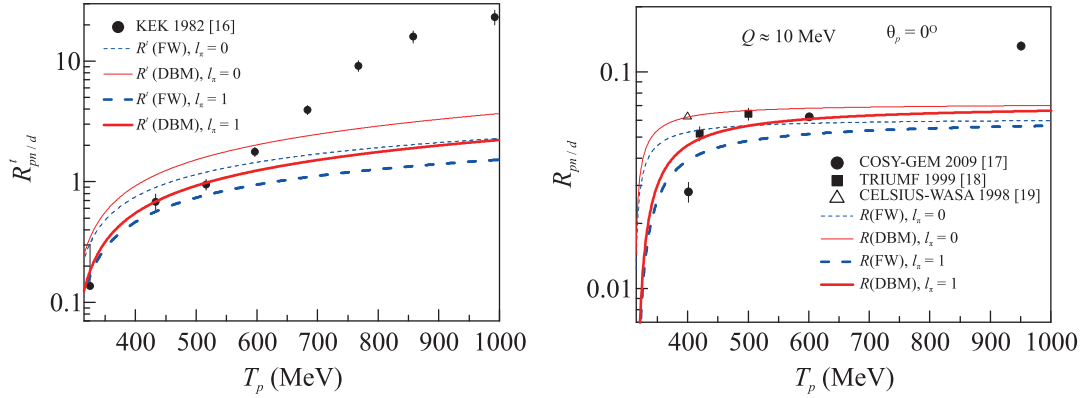


Рис. 4. (Цветной онлайн) Слева: отношение полных сечений реакций $pp \rightarrow pn\pi^+$ с конечной pn -парой в триплетном канале и $pp \rightarrow d\pi^+$ в зависимости от энергии падающего протона. Экспериментальные данные (точки) получены из данных работы [16] для разных каналов реакции в pp -соударениях. Справа: отношение дифференциальных сечений реакций $pp \rightarrow pn\pi^+$ и $pp \rightarrow d\pi^+$ для вылета пиона под нулевым углом в зависимости от энергии соударения при энергии возбуждения конечной pn -пары $Q \simeq 10$ МэВ. Экспериментальные данные взяты из работ [17] (точки), [18] (квадратики) и [19] (треугольник). Штриховая и сплошная кривые соответствуют фактору ФВ и обобщенному фактору, полученному из дибарионной модели. Тонкие кривые отвечают угловому орбитальному моменту пиона $l_\pi = 0$, а жирные кривые – $l_\pi = 1$

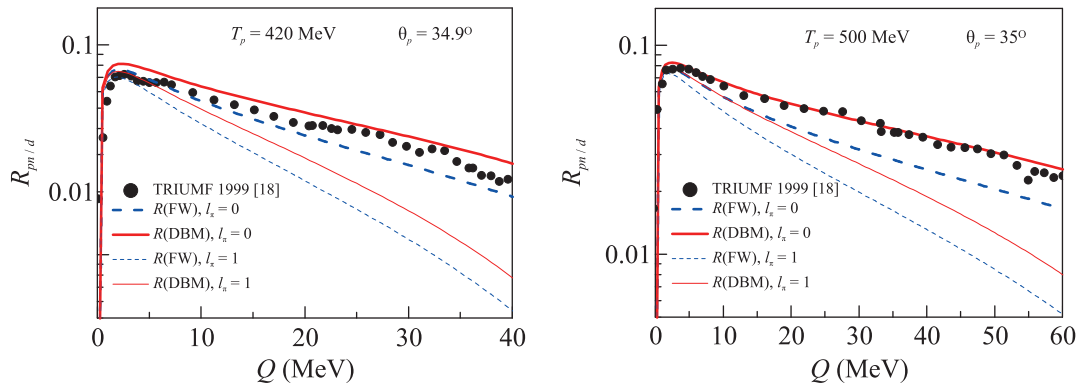


Рис. 5. (Цветной онлайн) Отношение дифференциальных сечений реакций $pp \rightarrow pn\pi^+$ и $pp \rightarrow d\pi^+$ для вылета пиона под углом $\theta_\pi = 35$ град, при энергии падающего протона 420 МэВ (слева) и 500 МэВ (справа) в зависимости от энергии возбуждения конечной pn -пары. Экспериментальные данные (точки) взяты из работы [18]. Штриховая и сплошная кривые соответствуют фактору ФВ и обобщенному фактору, полученному из дибарионной модели. Тонкие кривые отвечают угловому орбитальному моменту пиона $l_\pi = 1$, а жирные кривые – $l_\pi = 0$

Авторы благодарят В. Н. Померанцева за полезные обсуждения.

Финансирование работы. Исследование выполнено в рамках государственного задания Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. G. Fäldt and C. Wilkin, “Bound state and continuum production in large momentum transfer reactions”, Phys. Lett. B **382**, 209 (1996).

2. G. Fäldt and C. Wilkin, “Bound and unbound wave functions at short distances”, Amer. J. Phys. **66**, 876 (1998).
3. A. Boudard, G. Fäldt, and C. Wilkin, “Triplet np final state interactions at large momentum transfers”, Phys. Lett. B **389**, 440 (1996).
4. Yu. N. Uzikov and C. Wilkin, “Model-independent analysis of the neutron-proton final-state interaction region in the $pp \rightarrow pn\pi^+$ reaction”, Phys. Lett. B **511**, 191 (2001).
5. G. Fäldt and C. Wilkin, “A comparison of $np \rightarrow d\eta$ and $np \rightarrow np\eta$ production rates”, Nucl. Phys. A **604**, 441 (1996).
6. G. Fäldt and C. Wilkin, “Estimation of the ratio of the $pn \rightarrow pn\pi^0\pi^0/pn \rightarrow d\pi^0\pi^0$ cross sections”, Phys. Lett. B **701**, 619 (2011).

7. А. В. Смирнов, Ю. Н. Узигов, “Deuteron disintegration by protons in the kinematics of quasielastic backward pd -scattering”, Ядерная физика **61**, 421 (1998) [A. V. Smirnov and Yu. N. Uzikov, “Deuteron disintegration by protons in the kinematics of quasielastic backward pd -scattering”, Phys. Atom. Nucl. **61**, 361 (1998)]; e-Print arXiv: nucl-th/09709026.
8. A. V. Smirnov, “Analytic continuation of a many-channel scattering wave-function to a bound state pole”, Preprint of Lebedev Physical Institute RAS # 34 (Moscow, 1997).
9. O. A. Rubtsova, V. N. Pomerantsev, and L. D. Blokhintsev, “Universal momentum distributions for the spin-singlet NN channels”, Chin. Phys. C **49**, 104104 (2025).
10. O. A. Rubtsova, V. N. Pomerantsev, M. N. Platonova, and L. D. Blokhintsev, “Momentum distributions for correlated nucleons in spin-singlet channels”, Int. J. Mod. Phys. E **35**, 2641006 (2026).
11. О. А. Рубцова, В. Н. Померанцев, “Универсальные импульсные распределения и короткодействующие корреляции нуклонов”, Письма в ЖЭТФ **120**, 571 (2024) [O. A. Rubtsova and V. N. Pomerantsev, “Universal momentum distributions and short-range nucleon correlations”, JETP Lett. **120**, 547 (2024)].
12. V. I. Kukulin, I. T. Obukhovskiy, V. N. Pomerantsev, and A. Faessler, “Two-component dressed-bag model for NN interaction: deuteron structure and phase shifts up to 1 GeV”, Int. J. Mod. Phys. E **11**, 1 (2002).
13. V. I. Kukulin, V. N. Pomerantsev, O. A. Rubtsova, M. N. Platonova, and I. T. Obukhovskiy, “Dibaryon resonances and short-range NN interaction”, Chin. Phys. C **46**, 114106 (2022).
14. O. A. Rubtsova, V. N. Pomerantsev, and M. N. Platonova, “Short-range correlations in $A = 3$ nuclei within the dibaryon model for nuclear forces”, Int. J. Mod. Phys. E **33**, 2441030 (2024).
15. R. Machleidt, “The high-precision, charge-dependent Bonn nucleon-nucleon potential (CD-Bonn)”, Phys. Rev. C **63**, 024001 (2001).
16. F. Shimizu, Y. Kubota, H. Koiso, F. Sai, S. Sakamoto, and S. S. Yamamoto, “Measurement of the pp cross sections in the momentum range 0.9–2.0 GeV/ c ”, Nucl. Phys. A **386**, 571 (1982).
17. A. Budzanowski, A. Chatterjee, P. Hawranek, et al. (COSY-GEM Collaboration), “Precision measurements of the $pp \rightarrow \pi^+pn$ and $pp \rightarrow \pi^+d$ reactions: importance of long-range and tensor force effects”, Phys. Rev. C **79**, 061001 (2009).
18. R. G. Pleydon, W. R. Falk, M. Benjamintz, S. Yen, P. L. Walden, R. Abegg, D. Hutcheon, C. A. Miller, M. Hartig, K. Hicks, G. V. O’Rielly, and R. Shyam, “Inclusive measurements of the $pp \rightarrow pn\pi^+$ reaction at 420 MeV and 500 MeV”, Phys. Rev. C **59**, 3208 (1999).
19. A. Betsch, R. Bilger, W. Brodowski et al., “Observation of strong final state effects in π^+ production in pp collisions at 400 MeV”, Phys. Lett. B **446**, 179 (1999).
20. G. Fäldt and C. Wilkin, “Comparison of the $pp \rightarrow \pi^+pn$ and $pp \rightarrow \pi^+d$ production rates”, Phys. Lett. B **770**, 146 (2017).