

О НАРУШЕНИИ ЗАРЯДОВОЙ НЕЗАВИСИМОСТИ И ЗАРЯДОВОЙ СИММЕТРИИ КОНСТАНТЫ ПИОН-НУКЛОННОЙ СВЯЗИ

© 2019 г. В. А. Бабенко*, Н. М. Петров

Институт теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова НАНУ, Киев, Украина

Поступила в редакцию 12.03.2019 г.; после доработки 12.03.2019 г.; принята к публикации 12.03.2019 г.

Предложена простая физически обоснованная модель нарушения зарядовой независимости и зарядовой симметрии константы пион-нуклонной связи, предполагающая прямо пропорциональную зависимость пион-нуклонных констант от масс участвующих во взаимодействии нуклонов и π -мезонов. На основе мезонной теории Юкавы исследована зарядовая зависимость пион-нуклонных констант связи и низкоэнергетических параметров нуклон-нуклонного рассеяния в синглетном спиновом состоянии 1S_0 . С использованием надежно установленного значения псевдовекторной пион-нуклонной константы связи $f_{pp\pi^0}^2 = 0.0749$ (7), характеризующей протон-протонное ядерное взаимодействие, рассчитаны значения зарядовой $f_c^2 = 0.0802$ (7), нейтральной $f_0^2 = 0.0750$ (7) пион-нуклонных констант связи и константы $f_{nn\pi^0}^2 = 0.0751$ (7), характеризующей нейтрон-нейтронное ядерное взаимодействие. Рассчитанные также с использованием полученных констант значения низкоэнергетических параметров np - и nn -рассеяния хорошо согласуются с экспериментом.

DOI: 10.1134/S0044002719050052

1. ВВЕДЕНИЕ

Константы пион-нуклонной связи являются фундаментальными физическими характеристиками сильного ядерного взаимодействия. Имеются два вида пион-нуклонных констант связи — псевдовекторная f_π и псевдоскалярная g_π , которые связаны соотношением $g_\pi = (2M_N/m_{\pi^\pm}) f_\pi$, где M_N и m_π — массы взаимодействующих нуклона и π -мезона соответственно. Пион-нуклонные константы связи играют важную роль в исследованиях нуклон-нуклонного и пион-нуклонного рассеяния, в связи с чем их изучению и уточнению их значений постоянно уделяется большое внимание [1–25]. Особенно важными пион-нуклонные константы связи являются для ядерной физики низких энергий, что обусловлено прежде всего тем фактом, что π -мезоны являются самыми легкими из мезонов и вследствие этого обмен π -мезонами определяет наиболее хорошо известную, самую дальнюю часть нуклон-нуклонного взаимодействия — его так называемый однопионный “хвост”.

Таким образом, поскольку π -мезон является наиболее важным мезоном для объяснения свойств ядерных сил, то вследствие этого понимание и точное количественное объяснение связи и взаимодействия π -мезона с нуклоном является ключевым и существенно важным для построения теории

сильного ядерного взаимодействия в целом [1–3]. Если при этом в 70-х–первой половине 80-х гг. прошлого века наблюдалось некоторое согласие относительно величины константы пион-нуклонной связи, которая в основном считалась зарядово-независимой и равной $g_\pi^2 \simeq 14.5$ [2–8], то в дальнейшем ситуация существенно изменилась и перестала быть столь однозначной [9–24].

Так, в 90-х гг. прошлого столетия Ниймегенской группой был опубликован ряд работ [9–11], в которых на основе энергетически зависимо-го парциально-волнового анализа данных нуклон-нуклонного рассеяния для нейтральной и зарядовой пион-нуклонных констант связи были получены значения $g_{\pi^0}^2 = 13.47$ (11) и $g_{\pi^\pm}^2 = 13.54$ (5), которые оказались примерно на 7% меньше полученных ранее. При этом нейтральная и зарядовая константы в работах Ниймегенской группы практически совпадают между собой в пределах погрешности, что в определенной степени подтверждает зарядовую независимость пион-нуклонной константы. Аналогичные более низкие значения зарядовой константы пион-нуклонной связи $g_{\pi^\pm}^2 \sim 13.7$ – 13.8 были получены также в ряде других работ [14–17].

В то же самое время Уппсальской группой нейтронных исследований [18] было получено намного большее значение зарядовой пион-нуклонной константы связи $g_{\pi^\pm}^2 = 14.52$ (26), что существенно

*E-mail: pet2@ukr.net

превышает общепринятое значение нейтральной пион-нуклонной константы связи $g_{\pi^0}^2 = 13.55$ (13) (соответствующее значению псевдовекторной константы $f_{\pi^0}^2 = 0.0749$ (7)), полученное в работе [9] на основе фазового анализа протон-протонного рассеяния при энергиях в области $T_{\text{lab}} \leq 350$ МэВ. Другие работы Уппсальской группы [19, 20] подтвердили достаточно “большое” значение зарядовой константы пион-нуклонной связи $g_{\pi^\pm}^2 \sim 14.5$, что согласуется также с результатами ряда более ранних работ [4–6, 8] по определению зарядовой константы.

Таким образом, на данный момент крайне важным и фундаментальным вопросом является вопрос о возможной зарядовой зависимости пион-нуклонной константы связи, или, иначе говоря, об отличии друг от друга констант пион-нуклонной связи для нейтральных и заряженных π -мезонов. В целом же достаточно подробную историю развития ситуации с пион-нуклонными константами связи можно найти в [3, 11–13, 21, 22]. Еще более тонким и не слишком изученным является вопрос о возможном нарушении зарядовой симметрии константы пион-нуклонной связи, т.е. вопрос об отличии друг от друга пион-нуклонных констант, соответствующих протон-протонному и нейтрон-нейтронному взаимодействию. Ведь вследствие отсутствия нейтронных мишеней прямые эксперименты по нейтрон-нейтронному рассеянию вплоть до настоящего времени, как известно, являются невозможными. Однако в любом случае степень нарушения зарядовой симметрии константы пион-нуклонной связи должна быть, очевидно, гораздо меньше степени нарушения ее зарядовой независимости.

В наших предыдущих работах [23, 24] константы пион-нуклонной связи и нарушение зарядовой независимости ядерных сил исследовались в приближении однопионного обмена с использованием стандартной классической модели Юкавы [1–3]. Согласно мезонной теории Юкавы, как известно, сильное ядерное взаимодействие между двумя нуклонами при низких энергиях обусловлено в основном обменом виртуальными π -мезонами, который определяет действующую часть нуклон-нуклонного (NN) взаимодействия и соответственно NN -рассеяние в низкоэнергетической области. Силу ядерного взаимодействия в этом случае как раз и характеризуют константы пион-нуклонной связи, которые являются фундаментальными физическими параметрами сильного ядерного взаимодействия. Полученные в этих работах результаты свидетельствуют о существенной зарядовой зависимости пион-нуклонных констант связи, характеризующих нуклон-нуклонное взаимодействие. На основе

совместного анализа пион-нуклонных и нуклон-нуклонных низкоэнергетических параметров нами было показано, что нарушение зарядовой независимости ядерных сил является в основном следствием различия масс заряженных и нейтральных π -мезонов. В настоящей работе, которая фактически является непосредственным продолжением наших предыдущих работ [23, 24], нарушение зарядовой независимости и зарядовой симметрии ядерных сил в отношении пион-нуклонной константы связи и низкоэнергетических параметров нуклон-нуклонного рассеяния исследуются нами на основе предложенной простой феноменологической модели, которая основана на различии масс заряженных и нейтральных π -мезонов с учетом также отличия массы нейтрона от массы протона и которая совместима со стандартной классической мезонной моделью Юкавы.

2. ВЫВОД И ОБСУЖДЕНИЕ ОСНОВНЫХ ФОРМУЛ, УСТАНОВЛИВАЮЩИХ СВЯЗЬ МЕЖДУ РАЗЛИЧНЫМИ ВИДАМИ КОНСТАНТ ПИОН-НУКЛОННОЙ СВЯЗИ

С учетом сохранения электрического заряда в пион-нуклонной и нуклон-нуклонной системах необходимо в общем случае различать четыре вида элементарных псевдовекторных констант пион-нуклонной связи [11, 22]:

$$f_{p\pi^0 \rightarrow p}, \quad f_{n\pi^0 \rightarrow n}, \quad f_{p\pi^- \rightarrow n}, \quad f_{n\pi^+ \rightarrow p}, \quad (1)$$

которые соответствуют четырем возможным типам элементарных вершин взаимодействия $p\pi^0 \rightarrow p$, $n\pi^0 \rightarrow n$, $p\pi^- \rightarrow n$, $n\pi^+ \rightarrow p$. Здесь, к примеру, вершина $p\pi^- \rightarrow n$ соответствует процессу, при котором осуществляется уничтожение (аннигиляция) протона и рождение нейтрона, и при этом также уничтожается π^- -мезон, либо рождается π^+ -мезон. Остальные вершины пион-нуклонного взаимодействия интерпретируются подобным же образом. Следует указать, что в некоторых работах вместо более подробных обозначений элементарных пион-нуклонных констант $f_{p\pi^0 \rightarrow p}$, $f_{n\pi^0 \rightarrow n}$, $f_{p\pi^- \rightarrow n}$, $f_{n\pi^+ \rightarrow p}$ используются обозначения f_p , f_n , f_- , f_+ соответственно [11, 22]. В дальнейшем для удобства будем использовать обозначения $f_{p\pi^0}$, $f_{n\pi^0}$, $f_{p\pi^-}$, $f_{n\pi^+}$, в которых нижний индекс соответствует входному каналу реакции $N\pi \rightarrow N'$.

Отметим, что нормировка элементарных констант (1) выбрана таким образом, чтобы в предельном частном случае точного выполнения зарядовой независимости CI (CI — charge independence) все эти константы совпадали между собой:

$$f_{p\pi^0}^{\text{CI}} = f_{n\pi^0}^{\text{CI}} = f_{p\pi^-}^{\text{CI}} = f_{n\pi^+}^{\text{CI}}. \quad (2)$$

В то же время особо подчеркнем, что в настоящей работе мы полагаем, что все константы (1) в общем случае отличаются друг от друга, поскольку в процессах, которые они описывают, мы имеем дело с частицами с разными массами, соответствующими массам нуклонов M_N ($N = p, n$) и массам π -мезонов m_π ($\pi = \pi^0, \pi^+, \pi^-$).

Важными комбинациями элементарных констант (1) являются пион-нуклонные константы связи, которые характеризуют силу ядерного взаимодействия между двумя нуклонами, и определяются следующим образом [11, 22]:

$$f_{pp\pi^0}^2 = f_{p\pi^0} f_{p\pi^0}, \quad (3)$$

$$f_{nn\pi^0}^2 = f_{n\pi^0} f_{n\pi^0}, \quad (4)$$

$$f_0^2 = f_{p\pi^0} f_{n\pi^0}, \quad (5)$$

$$f_c^2 = f_{p\pi^-} f_{n\pi^+}. \quad (6)$$

При этом константы (3) и (4) характеризуют силу ядерного взаимодействия в синглетном спиновом состоянии 1S_0 соответственно между двумя протонами и двумя нейтронами, которые при взаимодействии обмениваются нейтральными π^0 -мезонами. В случае же взаимодействия нейтрона с протоном обмен происходит как нейтральными π^0 -мезонами, так и заряженными π^\pm -мезонами. В последнем случае следует использовать нейтрон-протонную константу связи $f_{np\pi}^2$, которая является усредненным значением нейтральной f_0^2 и зарядовой f_c^2 пион-нуклонных констант связи [23–26]

$$f_{np\pi}^2 \equiv \frac{1}{3} (f_0^2 + 2f_c^2). \quad (7)$$

В работе [24] нами было показано, что для псевдовекторной пион-нуклонной константы связи имеет место приближенное соотношение

$$\frac{f_{\pi^\pm}}{f_{\pi^0}} = \frac{m_{\pi^\pm}}{m_{\pi^0}}, \quad (8)$$

которое выполняется с высокой степенью точности и свидетельствует о том, что зарядовое расщепление пион-нуклонной константы связи составляет практически ту же величину, что и зарядовое расщепление массы π -мезона. При этом рассмотрение в данной работе велось в приближении точного выполнения зарядовой симметрии CS (CS — charge symmetry):

$$f_{\pi^0}^2 \equiv f_{pp\pi^0}^2 = f_{nn\pi^0}^2 = f_0^2, \quad f_{\pi^\pm}^2 = f_c^2.$$

Соотношение (8) имеет простое физическое обоснование [24]. А именно, поскольку пион-нуклонная константа связи f_π служит мерой силового воздействия на нуклон π -мезонного поля,

то это воздействие будет тем больше, чем больше масса π -мезона m_π . Таким образом, мезонное поле, окружающее нуклон заряженными π^\pm -мезонами с массой $m_{\pi^\pm} > m_{\pi^0}$, оказывает на нуклон большее воздействие, чем поле нейтральных π^0 -мезонов. Иначе говоря, соотношение (8) можно также переписать в виде

$$f_\pi = C m_\pi, \quad (9)$$

непосредственно отражающем выше сформулированное физическое свойство пион-нуклонной системы. Следует особо отметить, что на соотношения (8), (9) в том или ином виде обращалось внимание также в ряде более ранних работ [12, 13, 27, 28].

Если теперь учесть наличие в общем случае четырех видов пион-нуклонных констант связи, а также конечность и различие между собой масс нуклонов, то для элементарных пион-нуклонных констант $f_{N\pi} \equiv f_{N\pi \rightarrow N'}$, характеризующих силу ядерного взаимодействия нуклона с π -мезоном, можно записать следующие соотношения, непосредственно обобщающие (9):

$$f_{p\pi^0} = C M_p m_{\pi^0}, \quad (10)$$

$$f_{n\pi^0} = C M_n m_{\pi^0}, \quad (11)$$

$$f_{p\pi^-} = C M_p m_{\pi^-}, \quad (12)$$

$$f_{n\pi^+} = C M_n m_{\pi^+}. \quad (13)$$

Отметим, что соотношения (10)–(13) для пион-нуклонной системы выступают фактически определенной аналогией с законами всемирного тяготения и Кулона, поскольку в них некоторая характеристика силы взаимодействия в данной системе, а именно — пион-нуклонная константа связи оказывается прямо пропорциональной произведению некоторых зарядовых характеристик системы. Следует напомнить в этой связи, что первоначальная мезонная теория Юкавы [1–3] строилась по аналогии с теорией электромагнитного взаимодействия для случая сильного взаимодействия, в котором переносчиками взаимодействия являются не безмассовые фотоны, а обладающие массой мезоны. В общем же соотношения (10)–(13) имеют ту же физическую интерпретацию и обоснование, что и частный их случай — соотношения (8), (9).

Очевидным важным свойством предложенных соотношений (10)–(13) является то, что в частном предельном случае равенства между собой масс нуклонов ($M_n = M_p = M_N$) и одновременно равенства между собой масс π -мезонов ($m_{\pi^\pm} = m_{\pi^0} = m_\pi$) все элементарные пион-нуклонные константы связи (1) оказываются равны между собой, а следовательно также оказываются равными

между собой и все константы (3)–(7), т.е. в этом частном случае точно и полностью выполняется зарядовая независимость ядерных сил в отношении константы пион-нуклонной связи. Далее же нарушение зарядовой независимости и зарядовой симметрии ядерных сил в данной простой модели оказывается полностью и непосредственно связанным с различием масс участвующих во взаимодействиях частиц (нуклонов) и с различием масс переносчиков взаимодействия (π -мезонов) согласно соотношениям (10)–(13).

Дальнейшие расчеты и выводы показывают, что предложенная гипотеза приводит к целому ряду разумных результатов и следствий, которые в целом ряде случаев хорошо согласуются с экспериментальными данными. Следует при этом особо подчеркнуть, что гипотеза о том, что нарушение зарядовой независимости ядерных сил в нуклон-нуклонной системе имеет своим происхождением в основном различие масс заряженных и нейтральных π -мезонов, является весьма давним предположением ядерной физики с достаточно богатой историей и обоснованием [12, 13, 28–36]. Однако окончательно данная гипотеза до сих пор не доказана.

В конечном же счете, с микроскопической точки зрения квантовой хромодинамики (КХД), нарушение зарядовой независимости ядерных сил вообще, а в отношении пион-нуклонной константы связи в частности, имеет своим происхождением различие масс и зарядов u - и d -кварков, элементарных “составляющих” адронов, а также соответствующие микроскопические электромагнитные эффекты в кварк-глюонном взаимодействии, обусловленные этим различием. Таким образом, согласно современной общепринятой микроскопической теории сильного взаимодействия — квантовой хромодинамике, зарядовая независимость пион-нуклонной константы связи с необходимостью должна нарушаться и речь может идти только о степени этого нарушения в отношении различных видов этой константы.

На данный момент, как отмечалось ранее, экспериментально наиболее надежно и точно определена протон-протонная константа связи $f_{pp\pi^0}^2$ [9], относительно значения которой не имеется существенных разногласий. Нейтрон-нейтронная константа $f_{nn\pi^0}^2$, нейтральная константа f_0^2 и зарядовая константа f_c^2 в соответствии с формулами (3)–(6) с учетом (10)–(13) следующим образом выражаются через константу $f_{pp\pi^0}^2$ в предложенной модели:

$$f_{nn\pi^0}^2 = \frac{M_n^2}{M_p^2} f_{pp\pi^0}^2, \quad (14)$$

$$f_0^2 = \frac{M_n}{M_p} f_{pp\pi^0}^2, \quad (15)$$

$$f_c^2 = \frac{M_n}{M_p} \frac{m_{\pi^\pm}^2}{m_{\pi^0}^2} f_{pp\pi^0}^2. \quad (16)$$

Из формул (7), (15), (16) следует также выражение для нейтрон-протонной константы связи:

$$f_{npp}^2 = \frac{1}{3} \frac{M_n}{M_p} \left(1 + 2 \frac{m_{\pi^\pm}^2}{m_{\pi^0}^2} \right) f_{pp\pi^0}^2. \quad (17)$$

Псевдоскалярная пион-нуклонная константа связи $g_{N\pi}$ и псевдовекторная константа связи $f_{N\pi}$ связаны известным соотношением эквивалентности [1, 3]

$$g_{N\pi} = \frac{2M_N}{m_{\pi^\pm}} f_{N\pi}. \quad (18)$$

Отметим при этом, что многие авторы используют для псевдоскалярной пион-нуклонной константы связи обозначение $g^2/4\pi$ вместо нашего обозначения g^2 . Используемое же нами обозначение, также довольно употребительное, получается из последнего путем очевидного и простого масштабного преобразования $g \rightarrow g\sqrt{4\pi}$ [22]. С учетом (18), с использованием также (3)–(6) и (14)–(17) для псевдоскалярных пион-нуклонных констант связи получим выражения:

$$g_{pp\pi^0}^2 = \left(\frac{2M_p}{m_{\pi^\pm}} \right)^2 f_{pp\pi^0}^2, \quad (19)$$

$$g_{nn\pi^0}^2 = \frac{M_n^4}{M_p^4} g_{pp\pi^0}^2, \quad (20)$$

$$g_0^2 = \frac{M_n^2}{M_p^2} g_{pp\pi^0}^2, \quad (21)$$

$$g_c^2 = \frac{M_n^2}{M_p^2} \frac{m_{\pi^\pm}^2}{m_{\pi^0}^2} g_{pp\pi^0}^2, \quad (22)$$

$$g_{npp}^2 = \frac{1}{3} \frac{M_n^2}{M_p^2} \left(1 + 2 \frac{m_{\pi^\pm}^2}{m_{\pi^0}^2} \right) g_{pp\pi^0}^2. \quad (23)$$

3. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ НАРУШЕНИЯ ЗАРЯДОВОЙ НЕЗАВИСИМОСТИ ПИОН-НУКЛОННОЙ КОНСТАНТЫ СВЯЗИ

В соответствии с формулами (14)–(17), с использованием надежно установленного экспериментального значения протон-протонной константы [9]

$$f_{pp\pi^0}^2 = 0.0749 \quad (7) \quad (24)$$

и экспериментальных значений масс нуклонов и π -мезонов [37]:

$$M_p = 938.272046 \text{ МэВ}/c^2, \quad (25)$$

$$M_n = 939.565379 \text{ МэВ}/c^2,$$

$$m_{\pi^0} = 134.9766 \text{ МэВ}/c^2, \quad (26)$$

$$m_{\pi^\pm} = 139.57018 \text{ МэВ}/c^2,$$

для псевдовекторных пион-нуклонных констант $f_{nn\pi^0}^2$, f_0^2 , f_c^2 и $f_{np\pi}^2$ получим значения

$$f_{nn\pi^0}^2 = 0.0751 (7), \quad (27)$$

$$f_0^2 = 0.0750 (7), \quad (28)$$

$$f_c^2 = 0.0802 (7), \quad (29)$$

$$f_{np\pi}^2 = 0.0785(7). \quad (30)$$

Для псевдоскалярных констант пион-нуклонной связи в этом случае, в соответствии с формулами (19)–(23), получим

$$g_{pp\pi^0}^2 = 13.54 (13), \quad (31)$$

$$g_{nn\pi^0}^2 = 13.61 (13), \quad (32)$$

$$g_0^2 = 13.58 (13), \quad (33)$$

$$g_c^2 = 14.52 (13), \quad (34)$$

$$g_{np\pi}^2 = 14.20(13). \quad (35)$$

Найденное нами таким образом в предложенной модели значение зарядовой псевдоскалярной константы пион-нуклонной связи g_c^2 (34) полностью совпадает с экспериментальным значением

$$g_c^2 = 14.52 (26), \quad (36)$$

которое было получено Уппсальской группой нейтронных исследований [18]. Значение (34) также находится в очень хорошем согласии со значением $g_{\pi^\pm}^2 = 14.55 (13)$, полученным нами [23, 24] в пион-нуклонной модели Юкавы с использованием низкоэнергетических параметров pp - и np -рассеяния в приближении точного выполнения зарядовой симметрии ($g_{\pi^0}^2 \equiv g_{pp\pi^0}^2 = g_{nn\pi^0}^2 = g_0^2$, $g_{\pi^\pm}^2 = g_c^2$). Полученное в рассматриваемой модели значение (34) константы g_c^2 согласуется также с целым рядом других значений зарядовой пион-нуклонной константы связи, полученных путем обработки экспериментальных данных нуклон-нуклонного и пион-нуклонного взаимодействия [4–6, 8, 19, 20].

В то же время ряд других экспериментальных определений [10, 11, 14–17, 38–40] дает для зарядовой константы g_c^2 существенно меньшие значения, которые оказываются близки к значению (33) нейтральной пион-нуклонной константы $g_0^2 = 13.58 (13)$, что указывает на возможную зарядовую независимость пион-нуклонной константы связи. Таким образом, вопрос о зарядовой зависимости либо зарядовой независимости пион-нуклонных констант связи f^2 и g^2 на данный момент является нерешенным и требует дальнейшего экспериментального и теоретического исследования [9–24, 38–43]. Тем не менее результаты настоящей работы и результаты наших предыдущих работ [23, 24], выполненных на основе мезонной теории Юкавы, свидетельствуют о нарушении зарядовой независимости пион-нуклонной константы связи в соответствии с современными представлениями общепризнанной микроскопической теории сильного взаимодействия — квантовой хромодинамики. Более подробно текущее состояние ситуации с пион-нуклонными константами и их определением см. в недавно вышедшем обзоре [22].

Отношение в рассматриваемой модели нейтральных псевдоскалярных пион-нуклонных констант $g_{n\pi^0} \equiv g_{nn\pi^0}$ и $g_{p\pi^0} \equiv g_{pp\pi^0}$, соответствующих нейтрону и протону:

$$\frac{g_{n\pi^0}}{g_{p\pi^0}} = \frac{M_n^2}{M_p^2} = 1.0028, \quad (37)$$

хорошо согласуется со значением

$$\frac{g_{n\pi^0}}{g_{p\pi^0}} = 1.0038, \quad (38)$$

полученным в работе [44] на основе модели кирального мешка СВМ (Cloudy Bag Model) и со значением

$$\frac{g_{n\pi^0}}{g_{p\pi^0}} = 1.0023, \quad (39)$$

найденным в работе [45] с использованием метода фейнмановских диаграмм.

В целом же вопрос о значении пион-нуклонной константы $g_{nn\pi^0}$, соответствующей нейтрон-нейтронному взаимодействию, является достаточно малоизученным, и число посвященных ему работ относительно невелико. Отличие нейтронной константы $g_{nn\pi^0}$ от протонной $g_{pp\pi^0}$ в любом случае является малым, как видно из (37)–(39), однако разброс конкретных полученных значений величины $g_{nn\pi^0}/g_{pp\pi^0}$ для различных моделей достаточно велик. Полученное в нашей модели значение (37) данной величины согласуется с несколькими вышеуказанными моделями и не согласуется с некоторыми другими. Более подробное изучение

нейтронной константы $g_{nn\pi^0}$ и сравнение с имеющимися расчетами в различных моделях будет проведено в последующих работах.

Рассмотрим теперь численные характеристики нарушения зарядовой независимости и зарядовой симметрии констант пион-нуклонной связи f^2 и g^2 в предложенной модели. Из формул (14)–(23) следуют важные соотношения:

$$\frac{f_c^2}{f_0^2} = \frac{g_c^2}{g_0^2} = \frac{m_{\pi^\pm}^2}{m_{\pi^0}^2} = 1.0692, \quad (40)$$

$$\frac{f_{np\pi}^2}{f_0^2} = \frac{g_{np\pi}^2}{g_0^2} = \frac{1}{3} \left(1 + 2 \frac{m_{\pi^\pm}^2}{m_{\pi^0}^2} \right) = 1.0461, \quad (41)$$

$$\frac{f_{nn\pi^0}^2}{f_{pp\pi^0}^2} = \frac{M_n^2}{M_p^2} = 1.0028, \quad (42)$$

$$\frac{g_{nn\pi^0}^2}{g_{pp\pi^0}^2} = \frac{M_n^4}{M_p^4} = 1.0055, \quad (43)$$

которые характеризуют нарушение зарядовой независимости и зарядовой симметрии пион-нуклонных констант. При этом степень нарушения зарядовой независимости пион-нуклонных констант определяется различием масс заряженного и нейтрального π -мезонов ($m_{\pi^\pm} > m_{\pi^0}$), а нарушение зарядовой симметрии полностью определяется различием масс нейтрона и протона ($M_n > M_p$). В частном случае точного выполнения зарядовой симметрии соотношение (40), записанное в виде $f_c/f_0 = m_{\pi^\pm}/m_{\pi^0}$, переходит в соотношение (8).

Как видно из формул (40)–(43), для пион-нуклонных констант связи имеют место следующие важные неравенства:

$$f_{pp\pi^0}^2 < f_0^2 < f_{nn\pi^0}^2 < f_{np\pi}^2 < f_c^2, \quad (44)$$

$$g_{pp\pi^0}^2 < g_0^2 < g_{nn\pi^0}^2 < g_{np\pi}^2 < g_c^2. \quad (45)$$

Полученные выше численные значения (24), (27)–(35) пион-нуклонных констант связи служат иллюстрацией и подтверждением неравенств (44), (45). При условии точного выполнения зарядовой симметрии в работе [24] были получены неравенства

$$f_0^2 < f_c^2, \quad g_0^2 < g_c^2, \quad (46)$$

которые являются частным случаем неравенств (44), (45).

Неравенства (44), (45) имеют ясное физическое обоснование и интерпретацию. А именно, поскольку пион-нуклонная константа $f_{NN'\pi}^2$ характеризует силу ядерного взаимодействия между соответствующими нуклонами в синглетном спиновом состоянии 1S_0 , то с учетом (24), (27), (28) и

(30) неравенства (44), (45) свидетельствуют о существенно большей силе np -взаимодействия по сравнению с силами pp - и nn -взаимодействий, а также по сравнению с усредненной силой pp - и nn -взаимодействий. Тот важный факт, что сила np -взаимодействия в синглетном спиновом состоянии 1S_0 существенно больше силы pp -взаимодействия в настоящее время не вызывает сомнений [24]. О большей силе np -взаимодействия по сравнению с pp -взаимодействием при низких энергиях, в частности, свидетельствует факт большего абсолютного значения синглетной длины np -рассеяния по сравнению с чисто ядерной длиной pp -рассеяния — $|a_{np}| > |a_{pp}|$. Гипотеза о том, что нейтрон-нейтронное взаимодействие сильнее протон-протонного взаимодействия, в соответствии с (44), (45), в настоящее время также представляется достаточно обоснованной, хотя здесь в отношении, в частности, длины nn -рассеяния до сих пор нет однозначного окончательного мнения [13, 28, 33–36, 46–48]. Напомним также, что константа f_0^2 является по определению усреднением констант $f_{pp\pi^0}^2$ и $f_{nn\pi^0}^2$, а константа $f_{np\pi}^2$ — усреднением констант f_0^2 и f_c^2 , что также приводит к соответствующим неравенствам в цепочках неравенств (44), (45).

Таким образом, в рассматриваемой модели зарядовая независимость пион-нуклонной константы связи, согласно (24)–(35), (40)–(43), однозначно нарушается. Наряду с формулами (40)–(43) в качестве меры нарушения зарядовой независимости CIB (CIB — charge independence breaking) для пион-нуклонных констант связи часто рассматривается разность зарядовой и нейтральной констант:

$$\Delta f_{\text{CIB}}^2 \equiv f_c^2 - f_0^2 = \quad (47)$$

$$= \frac{M_n}{M_p} \left(\frac{m_{\pi^\pm}^2}{m_{\pi^0}^2} - 1 \right) f_{pp\pi^0}^2 = 0.0052,$$

$$\Delta g_{\text{CIB}}^2 \equiv g_c^2 - g_0^2 = \quad (48)$$

$$= \frac{M_n^2}{M_p^2} \left(\frac{m_{\pi^\pm}^2}{m_{\pi^0}^2} - 1 \right) g_{pp\pi^0}^2 = 0.94.$$

Относительная степень нарушения зарядовой независимости пион-нуклонных констант связи определяется выражениями

$$\delta f_{\text{CIB}}^2 \equiv \frac{\Delta f_{\text{CIB}}^2}{f_0^2} = \frac{m_{\pi^\pm}^2}{m_{\pi^0}^2} - 1 = 0.069, \quad (49)$$

$$\delta g_{\text{CIB}}^2 \equiv \frac{\Delta g_{\text{CIB}}^2}{g_0^2} = \delta f_{\text{CIB}}^2 = 0.069 \quad (50)$$

и составляет в рассматриваемой модели в относительных единицах довольно значительную величину $\sim 7\%$. Следует особо отметить, что относительная степень нарушения зарядовой независимости

пион-нуклонных констант в данной модели полностью определяется различием масс π -мезонов.

Мерой нарушения зарядовой симметрии, обозначаемой CSB (CSB — charge symmetry breaking), для пион-нуклонных констант связи является разность нейтрон-нейтронной и протон-протонной констант

$$\begin{aligned} \Delta f_{\text{CSB}}^2 &\equiv f_{nn\pi^0}^2 - f_{pp\pi^0}^2 = & (51) \\ &= \left(\frac{M_n^2}{M_p^2} - 1 \right) f_{pp\pi^0}^2 = 0.00021, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta g_{\text{CSB}}^2 &\equiv g_{nn\pi^0}^2 - g_{pp\pi^0}^2 = & (52) \\ &= \left(\frac{M_n^4}{M_p^4} - 1 \right) g_{pp\pi^0}^2 = 0.075. \end{aligned}$$

Относительная степень нарушения зарядовой симметрии для псевдовекторной и псевдоскалярной констант пион-нуклонной связи определяется формулами

$$\delta f_{\text{CSB}}^2 \equiv \frac{\Delta f_{\text{CSB}}^2}{f_{pp\pi^0}^2} = \frac{M_n^2}{M_p^2} - 1 = 0.0028, \quad (53)$$

$$\delta g_{\text{CSB}}^2 \equiv \frac{\Delta g_{\text{CSB}}^2}{g_{pp\pi^0}^2} = \frac{M_n^4}{M_p^4} - 1 = 0.0055. \quad (54)$$

Таким образом, относительная степень нарушения зарядовой симметрии пион-нуклонных констант полностью определяется в рассматриваемой модели различием масс нейтрона и протона и в целом является достаточно малой величиной $\sim 0.5\%$, чего и следовало ожидать.

Отношения относительной степени нарушения зарядовой независимости псевдовекторной и псевдоскалярной пион-нуклонных констант связи к относительной степени нарушения их зарядовой симметрии определяются формулами

$$\frac{\delta f_{\text{CIB}}^2}{\delta f_{\text{CSB}}^2} = \frac{m_{\pi^\pm}^2/m_{\pi^0}^2 - 1}{M_n^2/M_p^2 - 1} = 25.09, \quad (55)$$

$$\frac{\delta g_{\text{CIB}}^2}{\delta g_{\text{CSB}}^2} = \frac{m_{\pi^\pm}^2/m_{\pi^0}^2 - 1}{M_n^4/M_p^4 - 1} = 12.53. \quad (56)$$

Отношения абсолютной степени нарушения зарядовой независимости псевдовекторной и псевдоскалярной констант связи к абсолютной степени нарушения их зарядовой симметрии определяются формулами

$$\frac{\Delta f_{\text{CIB}}^2}{\Delta f_{\text{CSB}}^2} = \frac{M_n}{M_p} \frac{\delta f_{\text{CIB}}^2}{\delta f_{\text{CSB}}^2} = 25.13, \quad (57)$$

$$\frac{\Delta g_{\text{CIB}}^2}{\Delta g_{\text{CSB}}^2} = \frac{M_n^2}{M_p^2} \frac{\delta g_{\text{CIB}}^2}{\delta g_{\text{CSB}}^2} = 12.56. \quad (58)$$

Таким образом, согласно (55)–(58), степень нарушения зарядовой симметрии псевдовекторной константы пион-нуклонной связи примерно в 25 раз меньше степени нарушения зарядовой независимости этой величины, а степень нарушения зарядовой симметрии псевдоскалярной пион-нуклонной константы меньше степени нарушения зарядовой независимости этой константы примерно в 12 раз.

4. О ЗАРЯДОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ ДЛИНЫ НУКЛОН-НУКЛОННОГО РАССЕЯНИЯ

Низкоэнергетические параметры теории эффективного радиуса нуклон-нуклонного рассеяния — длина рассеяния и эффективный радиус — являются фундаментальными физическими характеристиками NN -взаимодействия и ядерных сил в целом [1, 2, 49–56]. По влиянию на изменение данных параметров и их значениям оценивают, в частности, степень нарушения зарядовой независимости и зарядовой симметрии ядерных сил [13, 28, 33–36], а также свойства и характеристики различных NN -потенциалов и другие физические параметры и свойства NN -системы [1, 2, 53–55]. При этом именно длина NN -рассеяния обычно оказывается наиболее чувствительным и характерным параметром по отношению к небольшим изменениям NN -потенциала либо каких-то других физических характеристик системы.

Для расчета и оценки низкоэнергетических параметров NN -рассеяния в предложенной модели рассмотрим описание NN -взаимодействия классическим нуклон-нуклонным потенциалом, следующим из мезонной теории поля, — потенциалом Юкавы, содержащим пион-нуклонную константу связи в качестве исходного параметра. Для NN -взаимодействия в синглетном спиновом состоянии 1S_0 потенциал Юкавы имеет простой вид [1–3]

$$V_Y(r) = -V_0 \frac{e^{-\mu r}}{\mu r}. \quad (59)$$

В формуле (59) r является расстоянием между двумя нуклонами, а величина μ связана с массой π -мезона m_π соотношением

$$\mu = \frac{m_\pi c}{\hbar}, \quad (60)$$

где c — скорость света, \hbar — приведенная постоянная Планка. При этом радиус действия ядерных сил $R \equiv 1/\mu \sim 1.4$ Фм обратно пропорционален массе π -мезона и является малой величиной. Глубина потенциала (59) V_0 связана с безразмерной псевдовекторной пион-нуклонной константой связи f_π простым соотношением [1–3, 23, 24, 33]

$$V_0 = m_\pi c^2 f_\pi^2. \quad (61)$$

Таким образом, масса π -мезона m_π и пион-нуклонная константа связи f_π являются основными характеристиками пион-нуклонного взаимодействия, играющими существенную роль в исследованиях NN - и πN -взаимодействий [1–3, 13, 28].

Два протона или два нейтрона при взаимодействии обмениваются нейтральными π^0 -мезонами, и в этом случае параметры потенциала Юкавы (59) μ_{pp} , V_0^{pp} и μ_{nn} , V_0^{nn} в соответствии с (60), (61) определяются массой нейтрального π^0 -мезона m_{π^0} и константами связи $f_{pp\pi^0}^2$ и $f_{nn\pi^0}^2$. В случае же взаимодействия нейтрона с протоном обмен происходит как нейтральными π^0 -мезонами, так и заряженными π^\pm -мезонами, и в этом случае при определении параметров потенциала (59) μ_{np} и V_0^{np} следует использовать [23–26] усредненное значение массы π -мезона

$$\bar{m}_\pi \equiv \frac{1}{3} (m_{\pi^0} + 2m_{\pi^\pm}) \quad (62)$$

и нейтрон-протонную константу связи $f_{np\pi}^2$ (7).

В качестве “входных” исходных параметров модели будем использовать достаточно хорошо известные протон-протонные низкоэнергетические параметры рассеяния подобно тому, как ранее использовалась и задавалась протон-протонная πN -константа $f_{pp\pi^0}^2$. Параметры pp потенциала Юкавы μ_{pp} и V_0^{pp} определим по экспериментальным протон-протонным длине рассеяния a_{pp} и эффективному радиусу r_{pp} . При этом из реальных экспериментальных значений ядерно-кулоновских низкоэнергетических параметров pp -рассеяния необходимо исключить поправки, обусловленные электромагнитным взаимодействием. После исключения этих поправок значения чисто ядерных длины рассеяния a_{pp} и эффективного радиуса r_{pp} для протон-протонного рассеяния оказываются равными [28]

$$a_{pp}^{\text{expt}} = -17.3(4) \text{ Фм}, \quad (63)$$

$$r_{pp}^{\text{expt}} = 2.85(4) \text{ Фм}. \quad (64)$$

Используя метод фазовых функций [57] и значения параметров pp -рассеяния (63), (64), в случае протон-протонного взаимодействия получим следующие значения параметров потенциала Юкавы (59):

$$\mu_{pp} = 0.8392 \text{ Фм}^{-1}, \quad (65)$$

$$V_0^{pp} = 44.8259 \text{ МэВ}. \quad (66)$$

Отметим, что все дальнейшие расчеты низкоэнергетических параметров нуклон-нуклонного рассеяния с потенциалом Юкавы также производятся нами на основе метода фазовых функций [57].

В работах [23, 24] было показано, что нейтрон-протонные параметры потенциала (59) μ_{np} и V_0^{np} следующим образом связаны с аналогичными параметрами протон-протонного взаимодействия μ_{pp} и V_0^{pp} :

$$\mu_{np} = \frac{\bar{m}_\pi}{m_{\pi^0}} \mu_{pp}, \quad (67)$$

$$V_0^{np} = \frac{\bar{m}_\pi}{m_{\pi^0}} \frac{f_{np\pi}^2}{f_{pp\pi^0}^2} V_0^{pp}. \quad (68)$$

Подобным же образом нейтрон-нейтронные параметры потенциала (59) μ_{nn} и V_0^{nn} связаны с параметрами протон-протонного взаимодействия μ_{pp} и V_0^{pp} соотношениями

$$\mu_{nn} = \mu_{pp}, \quad (69)$$

$$V_0^{nn} = \frac{f_{nn\pi^0}^2}{f_{pp\pi^0}^2} V_0^{pp}. \quad (70)$$

Выражения (68) и (70) для глубин потенциалов V_0^{np} и V_0^{nn} с учетом (14), (17) в данной модели можно записать в виде

$$V_0^{np} = \frac{1}{3} \frac{M_n}{M_p} \frac{\bar{m}_\pi}{m_{\pi^0}} \left(1 + 2 \frac{m_{\pi^\pm}^2}{m_{\pi^0}^2} \right) V_0^{pp}, \quad (71)$$

$$V_0^{nn} = \frac{M_n^2}{M_p^2} V_0^{pp}. \quad (72)$$

В соответствии с (67)–(72) с использованием значений параметров потенциала Юкавы для pp -взаимодействия (65), (66), а также значений масс нуклонов и π -мезонов (25), (26), вычислим следующие значения параметров μ и V_0 для потенциалов Юкавы np - и nn -взаимодействия:

$$\mu_{np} = 0.8583 \text{ Фм}^{-1}, \quad (73)$$

$$V_0^{np} = 48.0246 \text{ МэВ}, \quad (74)$$

$$\mu_{nn} = 0.8392 \text{ Фм}^{-1}, \quad (75)$$

$$V_0^{nn} = 44.9496 \text{ МэВ}. \quad (76)$$

Рассчитанные далее таким образом в рассматриваемой модели с полученными параметрами (73), (74) потенциала (59) значения синглетной длины np -рассеяния a_{np} и эффективного радиуса r_{np}

$$a_{np} = -23.4(4) \text{ Фм}, \quad (77)$$

$$r_{np} = 2.70(5) \text{ Фм} \quad (78)$$

хорошо согласуются с их экспериментальными значениями [50, 51, 55, 56]

$$a_{np}^{\text{expt}} = -23.715(8) \text{ Фм}, \quad (79)$$

$$r_{np}^{\text{expt}} = 2.71 (7) \text{ Фм.} \quad (80)$$

Аналогично для нейтрон-нейтронных низкоэнергетических параметров рассеяния a_{nn} и r_{nn} с использованием параметров потенциала Юкавы (75), (76) получим значения

$$a_{nn} = -18.2 (4) \text{ Фм,} \quad (81)$$

$$r_{nn} = 2.84 (5) \text{ Фм.} \quad (82)$$

В результате рассчитанные нами в данной модели значения (81), (82) величин a_{nn} и r_{nn} с учетом погрешностей находятся в хорошем согласии с их экспериментальными значениями

$$a_{nn}^{\text{expt}} = -18.6 (5) \text{ Фм,} \quad (83)$$

$$r_{nn}^{\text{expt}} = 2.83 (11) \text{ Фм,} \quad (84)$$

найденными в работе [58] с использованием реакции $\pi^- + d \rightarrow \gamma + n + n$. Найденные значения нейтрон-нейтронных низкоэнергетических параметров рассеяния (81), (82) находятся также в очень хорошем согласии со значениями $a_{nn} = -18.38 (55) \text{ Фм}$ и $r_{nn} = 2.84 (4) \text{ Фм}$, полученными нами [47, 48] на основе анализа разности энергий связи зеркальных ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$. Таким образом, полученное в рассматриваемой модели значение (81) нейтрон-нейтронной длины рассеяния находится в хорошем согласии с усредненным экспериментальным значением этой величины $a_{nn}^{\text{expt}} \simeq -18.5 \text{ Фм}$, однако в то же самое время отличается от другого ее экспериментального усредненного значения $a_{nn}^{\text{expt}} \simeq -16.5 \text{ Фм}$. При этом, как известно, полученные в последние десятилетия значения nn -длины a_{nn} группируются вокруг двух вышеуказанных и отличающихся друг от друга экспериментальных значений этой величины [13, 28, 46–48, 58–61].

Вследствие наличия в системе двух нуклонов в состоянии 1S_0 виртуального уровня с энергией, близкой к нулю, длина NN -рассеяния в этом состоянии является наиболее чувствительным параметром по отношению к небольшим изменениям нуклон-нуклонного потенциала. По этой причине количественной мерой нарушения зарядовой независимости ядерных сил в NN -системе часто служит [28, 36] разность усредненной длины pp - и np -рассеяния и длины np -рассеяния

$$\Delta a_{\text{CIB}} \equiv \frac{1}{2}(a_{pp} + a_{nn}) - a_{np}. \quad (85)$$

Экспериментальное значение этой разности, согласно (63), (79), (83), равно

$$\Delta a_{\text{CIB}}^{\text{expt}} = 5.8 (3) \text{ Фм,} \quad (86)$$

что в относительных единицах составляет величину $\sim 30\%$. Последнее существенно выходит за пределы экспериментальных ошибок и указывает на нарушение гипотезы зарядовой независимости ядерных сил [28, 33–36]. Как отмечалось ранее, зарядовую зависимость ядерных сил обычно связывают с различием масс заряженных и нейтральных π -мезонов [12, 13, 28–36]. Однако при этом только примерно половина экспериментальной разности $\Delta a_{\text{CIB}}^{\text{expt}}$ была объяснена различием масс π^\pm - и π^0 -мезонов [12, 32–35].

Экспериментальное значение длины pp -рассеяния a_{pp} (63) и рассчитанные нами в предложенной модели значения длин np -рассеяния a_{np} (77) и nn -рассеяния a_{nn} (81) приводят к следующему значению величины Δa_{CIB} в данной модели:

$$\Delta a_{\text{CIB}}^{\text{theor}} = 5.7 (4) \text{ Фм.} \quad (87)$$

Полученное таким образом теоретическое значение величины Δa_{CIB} (87) очень хорошо согласуется с ее экспериментальным значением (86). Таким образом, в рассматриваемой модели нарушение зарядовой независимости ядерных сил практически полностью объясняется различием масс заряженных и нейтральных π -мезонов. Разница в длинах рассеяния $\Delta a_{\text{CIB}}^{\text{theor}}$ в этом случае составляет $\sim 98\%$ от экспериментального значения $\Delta a_{\text{CIB}}^{\text{expt}}$ (86). В отличие от этого в более ранних работах $\Delta a_{\text{CIB}}^{\text{theor}}$ составляло $\sim 50\%$ от экспериментальной величины $\Delta a_{\text{CIB}}^{\text{expt}}$, как отмечалось ранее.

Количественной мерой нарушения зарядовой симметрии ядерных сил в NN -системе обычно служит разность длин протон-протонного и нейтрон-нейтронного рассеяния [13, 28, 36]

$$\Delta a_{\text{CSB}} \equiv a_{pp} - a_{nn} = |a_{nn}| - |a_{pp}|. \quad (88)$$

Экспериментальное значение этой разности, согласно (63), (83), равно

$$\Delta a_{\text{CSB}}^{\text{expt}} = 1.3 (6) \text{ Фм,} \quad (89)$$

что в относительных единицах составляет величину $\sim 7\%$. Последнее существенно выходит за пределы экспериментальных ошибок и указывает на нарушение гипотезы зарядовой симметрии ядерных сил [28, 33–36].

Экспериментальное значение длины pp -рассеяния a_{pp} (63) и рассчитанное нами в предложенной модели значение нейтрон-нейтронной длины рассеяния a_{nn} (81) приводят к разности длин pp - и nn -рассеяния

$$\Delta a_{\text{CSB}}^{\text{theor}} = 0.9 (4) \text{ Фм,} \quad (90)$$

которое в пределах погрешности согласуется с экспериментальным значением (89). Таким образом,

нарушение зарядовой симметрии константы пион-нуклонной связи (51)–(54) на величину $\sim 0.5\%$, обязанное своим происхождением в данной модели отличию массы нейтрона от массы протона, приводит к достаточно существенному нарушению зарядовой симметрии синглетной длины нуклон-нуклонного рассеяния на величину $\sim 5\%$, что неплохо согласуется с экспериментом.

5. ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе предложена феноменологическая модель нарушения зарядовой независимости и зарядовой симметрии константы пион-нуклонной связи, в которой отличие четырех имеющихся видов элементарных псевдовекторных пион-нуклонных констант друг от друга описывается простыми формулами расщепления пропорционально массам участвующих во взаимодействии нуклонов и π -мезонов, а именно — формулами (10)–(13). Предложенная модель является обобщением ранее рассматривавшегося соотношения (8) [24], предполагавшего равенство между зарядовым расщеплением пион-нуклонной константы и зарядовым расщеплением массы π -мезона в приближении точного выполнения зарядовой симметрии.

В качестве физического обоснования и интерпретации данной модели может служить тот факт, что пион-нуклонные константы $f_{N\pi}$ служат мерой силового воздействия π -мезонов и нуклонов друг на друга, а потому естественно предполагать, что это воздействие будет тем больше, чем больше массы участвующих во взаимодействии частиц. Следовательно, нарушение зарядовой независимости и зарядовой симметрии пион-нуклонной константы в предложенной модели непосредственно связано с различием масс взаимодействующих частиц (нуклонов и π -мезонов). Таким образом, нарушение зарядовой независимости пион-нуклонной константы связи полностью объясняется различием масс заряженного и нейтрального π -мезонов и отличием массы нейтрона от массы протона. При этом нарушение зарядовой симметрии константы связи полностью обусловлено различием масс нейтрона и протона. Установлено, что зарядовые пион-нуклонные константы f_c^2 и g_c^2 на величину $\sim 7\%$ превышают нейтральные пион-нуклонные константы f_0^2 и g_0^2 , что свидетельствует о существенном нарушении зарядовой независимости ядерных сил в отношении пион-нуклонных констант связи ($f_c^2 > f_0^2$, $g_c^2 > g_0^2$). В случае нарушения зарядовой симметрии константа нейтрон-нейтронного взаимодействия превышает протон-протонную константу на величину $\sim 0.5\%$, что свидетельствует о нарушении зарядовой симметрии

ядерных сил в отношении пион-нуклонной константы связи.

Проведенные расчеты и полученные на их основе выводы показали, что предложенная модель приводит к целому ряду разумных результатов и следствий, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными. В частности, с использованием данной модели была установлена связь между различными пион-нуклонными константами, характеризующими нуклон-нуклонное взаимодействие в синглетном спиновом состоянии 1S_0 . С использованием надежно установленного экспериментального значения нейтральной пион-нуклонной константы $f_{pp\pi^0}^2 = 0.0749$ (7), характеризующей протон-протонное взаимодействие, были рассчитаны значения зарядовой $f_c^2 = 0.0802$ (7) и нейтральной $f_0^2 = 0.0750$ (7) пион-нуклонных констант связи. Были также рассчитаны значения пион-нуклонных констант $f_{nn\pi^0}^2 = 0.0751$ (7) и $f_{np\pi}^2 = 0.0785$ (7), характеризующих соответственно нейтрон-нейтронное и нейтрон-протонное взаимодействие.

Найденное в предложенной модели значение зарядовой псевдоскалярной пион-нуклонной константы связи $g_c^2 = 14.52$ (13) полностью совпадает с экспериментальным значением $g_c^2 = 14.52$ (26), полученным Уппсальской группой нейтронных исследований [18], и находится в хорошем согласии с целым рядом других полученных значений зарядовой пион-нуклонной константы [4–6, 8, 19, 20, 23, 24]. Полученное также значение отношения нейтральных псевдоскалярных нейтронной $g_{nn\pi^0}$ и протонной $g_{pp\pi^0}$ констант $g_{nn\pi^0}/g_{pp\pi^0} = 1.0028$ хорошо согласуется с двумя другими найденными в различных моделях значениями этой величины [44, 45].

Рассчитанные в данной модели с использованием экспериментальных низкоэнергетических параметров протон-протонного рассеяния значения длин рассеяния и эффективных радиусов $a_{np} = -23.4$ (4) Фм, $r_{np} = 2.70$ (5) Фм нейтрон-протонного и $a_{nn} = -18.2$ (4) Фм, $r_{nn} = 2.84$ (5) Фм нейтрон-нейтронного рассеяния в пределах погрешностей согласуются с экспериментальными значениями этих величин. Таким образом, в рассматриваемой модели нарушение зарядовой независимости ядерных сил практически полностью объясняется различием масс заряженных и нейтральных π -мезонов и разница в длинах рассеяния $\Delta a_{\text{СИБ}}^{\text{theor}}$ в этом случае составляет $\sim 98\%$ от экспериментального значения $\Delta a_{\text{СИБ}}^{\text{expt}}$. В общем же предложенная модель приводит к целому ряду хорошо согласующихся с экспериментом результатов как в отношении различных видов

пион-нуклонных констант связи, так и в отношении рассчитанных значений низкоэнергетических параметров нуклон-нуклонного рассеяния.

Данная работа выполнена по темам 0117U00237 и 0117U00240 НАН Украины.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Л. Хюльтен, М. Сугавара, в кн.: *Строение атомного ядра*, под ред. А. С. Давыдова (Изд-во иностр. лит., Москва, 1959), с. 7.
2. О. Бор, Б. Моттelson, *Структура атомного ядра* (Мир, Москва, 1971), том 1.
3. Т. Эрикссон, В. Вайзе, *Пионы и ядра* (Наука, Москва, 1991).
4. J. Hamilton and W. S. Woolcock, *Rev. Mod. Phys.* **35**, 737 (1963).
5. D. V. Bugg, A. A. Carter, and J. R. Carter, *Phys. Lett. B* **44**, 278 (1973).
6. R. Koch and E. Pietarinen, *Nucl. Phys. A* **336**, 331 (1980).
7. P. Kroll, *Physics Data* **22-1**, 1 (1981).
8. O. Dumbrajs, R. Koch, H. Pilkuhn, G. C. Oades, H. Behrens, J. J. de Swart, and P. Kroll, *Nucl. Phys. B* **216**, 277 (1983).
9. J. R. Bergervoet, P. C. van Campen, R. A. M. Klomp, J.-L. de Kok, T. A. Rijken, V. G. J. Stoks, and J. J. de Swart, *Phys. Rev. C* **41**, 1435 (1990).
10. V. Stoks, R. Timmermans, and J. J. de Swart, *Phys. Rev. C* **47**, 512 (1993).
11. J. J. de Swart, M. C. M. Rentmeester, and R. G. E. Timmermans, *nucl-th/9802084*.
12. R. Machleidt and M. K. Banerjee, *Few-Body Syst.* **28**, 139 (2000).
13. R. Machleidt and I. Slaus, *J. Phys. G* **27**, R69 (2001).
14. R. A. Arndt, W. J. Briscoe, I. I. Strakovsky, R. L. Workman, and M. M. Pavan, *Phys. Rev. C* **69**, 035213 (2004).
15. R. A. Arndt, W. J. Briscoe, I. I. Strakovsky, and R. L. Workman, *Phys. Rev. C* **74**, 045205 (2006).
16. D. V. Bugg, *Eur. Phys. J. C* **33**, 505 (2004).
17. V. Baru, C. Hanhart, M. Hoferichter, B. Kubis, A. Nogga, and D. R. Phillips, *Nucl. Phys. A* **872**, 69 (2011).
18. J. Rahm, J. Blomgren, H. Condé, S. Dangtip, K. Elmgren, N. Olsson, T. Rönqvist, R. Zorro, A. Ringbom, G. Tibell, O. Jonsson, L. Nilsson, P.-U. Renberg, T. E. O. Ericson, and B. Loiseau, *Phys. Rev. C* **57**, 1077 (1998).
19. T. E. O. Ericson, B. Loiseau, J. Nilsson, N. Olsson, J. Blomgren, H. Condé, K. Elmgren, O. Jonsson, L. Nilsson, P.-U. Renberg, A. Ringbom, T. Rönqvist, G. Tibell, and R. Zorro, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1046 (1995).
20. J. Rahm, J. Blomgren, H. Condé, S. Dangtip, K. Elmgren, N. Olsson, T. Rönqvist, R. Zorro, O. Jonsson, L. Nilsson, P.-U. Renberg, A. Ringbom, G. Tibell, S. Y. van der Werf, T. E. O. Ericson, and B. Loiseau, *Phys. Rev. C* **63**, 044001 (2001).
21. *Proceedings of a Workshop on Critical Issues in the Determination of the Pion-Nucleon Coupling Constant, Uppsala, Sweden, 7–8 June, 1999*, *Phys. Scr.* **T87**, 5 (2000).
22. E. Matsinos, arXiv: 1901.01204 [nucl-th].
23. В. А. Бабенко, Н. М. Петров, *ЯФ* **79**, 8 (2016) [*Phys. At. Nucl.* **79**, 67 (2016)].
24. В. А. Бабенко, Н. М. Петров, *Письма в ЭЧАЯ* **14**, 26 (2017) [*Phys. Part. Nucl. Lett.* **14**, 58 (2017)].
25. T. E. O. Ericson and M. Rosa-Clot, *Nucl. Phys. A* **405**, 497 (1983).
26. M. Naghdi, *ЭЧАЯ* **45**, 1664 (2014) [*Phys. Part. Nucl.* **45**, 924 (2014)].
27. H. Högassen and D. O. Riska, Report HU-TFT-88-48, Univ. of Helsinki (Helsinki, 1988).
28. G. A. Miller, B. M. K. Neikens, and I. Šlaus, *Phys. Rep.* **194**, 1 (1990).
29. A. Sugie, *Prog. Theor. Phys.* **11**, 333 (1954).
30. Riazuddin, *Nucl. Phys.* **2**, 188 (1956–1957).
31. Riazuddin, *Nucl. Phys.* **7**, 217 (1958).
32. E. M. Henley and L. K. Morrison, *Phys. Rev.* **141**, 1489 (1966).
33. Л. А. Слив, *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **38**, 2 (1974).
34. Б. Кюн, *ЭЧАЯ* **6**, 347 (1975).
35. T. E. O. Ericson and G. A. Miller, *Phys. Lett. B* **132**, 32 (1983).
36. G. A. Miller and W. T. H. van Oers, *nucl-th/9409013*.
37. K. A. Olive *et al.* (Particle Data Group), *Chin. Phys. C* **38**, 090001 (2014).
38. R. A. Arndt, I. I. Strakovsky, and R. L. Workman, *Phys. Rev. C* **52**, 2246 (1995).
39. E. R. Arriola, J. E. Amaro, and R. N. Pérez, *Mod. Phys. Lett. A* **31**, 1630027 (2016).
40. R. N. Pérez, J. E. Amaro, and E. R. Arriola, *Phys. Rev. C* **95**, 064001 (2017).
41. J. M. Alarcón, J. Martin Camalich, and J. A. Oller, *Ann. Phys. (N.Y.)* **336**, 413 (2013).
42. E. Matsinos and G. Rasche, *Int. J. Mod. Phys. A* **28**, 1350039 (2013).
43. E. Matsinos and G. Rasche, *Int. J. Mod. Phys. E* **26**, 1750002 (2017).
44. A. W. Thomas, P. Bickerstaff, and A. Gersten, *Phys. Rev. D* **24**, 2539(R) (1981).
45. L. K. Morrison, *Ann. Phys. (N.Y.)* **50**, 6 (1968).
46. В. А. Бабенко, Н. М. Петров, *ЯФ* **76**, 734 (2013) [*Phys. At. Nucl.* **76**, 684 (2013)].
47. В. А. Бабенко, Н. М. Петров, *ЯФ* **77**, 583 (2014) [*Phys. At. Nucl.* **77**, 549 (2014)].
48. В. А. Бабенко, Н. М. Петров, *Письма в ЭЧАЯ* **12**, 904 (2015) [*Phys. Part. Nucl. Lett.* **12**, 584 (2015)].
49. Р. Вильсон, *Нуклон-нуклонные взаимодействия* (Мир, Москва, 1965).
50. А. Г. Ситенко, В. К. Тартаковский, *Лекции по теории ядра* (Атомиздат, Москва, 1972).
51. В. Локк, Д. Миздей, *Физика частиц промежуточных энергий* (Атомиздат, Москва, 1972).
52. Дж. Е. Браун, А. Д. Джексон, *Нуклон-нуклонные взаимодействия* (Атомиздат, Москва, 1979).
53. В. А. Бабенко, Н. М. Петров, *ЯФ* **66**, 1359 (2003) [*Phys. At. Nucl.* **66**, 1319 (2003)].

54. В. А. Бабенко, Н. М. Петров, ЯФ **68**, 244 (2005) [Phys. At. Nucl. **68**, 219 (2005)].
55. В. А. Бабенко, Н. М. Петров, ЯФ **70**, 699 (2007) [Phys. At. Nucl. **70**, 669 (2007)].
56. В. А. Бабенко, Н. М. Петров, ЯФ **73**, 1545 (2010) [Phys. At. Nucl. **73**, 1499 (2010)].
57. В. В. Бабиков, *Метод фазовых функций в квантовой механике* (Наука, Москва, 1976).
58. V. Gabioud, J.-C. Alder, C. Joseph, J.-F. Loude, N. Morel, A. Perrenoud, J.-P. Perroud, M. T. Trãn, E. Winkelmann, W. Dahme, H. Panke, D. Renker, G. Strassner, P. Truöl, and G. F. de Téraumont, Phys. Lett. B **103**, 9 (1981).
59. D. E. Gonzalez Trotter, F. Salinas Meneses, W. Tornow, C. R. Howell, Q. Chen, A. S. Crowell, C. D. Roper, R. L. Walter, D. Schmidt, H. Witała, W. Glöckle, H. Tang, Z. Zhou, and I. Šlaus, Phys. Rev. C **73**, 034001 (2006).
60. W. von Witsch, X. Ruan, and H. Witała, Phys. Rev. C **74**, 014001 (2006).
61. Е. С. Конобеевский, С. В. Зуев, А. А. Каспаров, В. И. Кукулин, В. М. Лебедев, М. В. Мордовской, В. Н. Померанцев, А. В. Спасский, ЯФ **81**, 555 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 595 (2018)].

ON THE CHARGE INDEPENDENCE AND CHARGE SYMMETRY BREAKING OF THE PION–NUCLEON COUPLING CONSTANT

V. A. Babenko, N. M. Petrov

Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, NASU, Kiev, Ukraine

The simple model describing charge independence and charge symmetry breaking of the pion–nucleon coupling constant is proposed. The model, which has simple physical meaning and foundation, suggests directly proportional dependence of the pion–nucleon coupling constants on the masses of interacting nucleons and pions. Charge dependence of the pion–nucleon coupling constant and the 1S_0 -state low-energy nucleon–nucleon scattering parameters are studied on the basis of the Yukawa meson theory. By making use of the well-known pseudovector pion–nucleon coupling constant $f_{pp\pi^0}^2 = 0.0749$ (7), which characterises the proton–proton nuclear interaction, we calculate the charged $f_c^2 = 0.0802$ (7) and the neutral $f_0^2 = 0.0750$ (7) pion–nucleon coupling constants, and also the pion–nucleon coupling constant $f_{nn\pi^0}^2 = 0.0751$ (7), which characterize the neutron–neutron nuclear interaction. With the help of the obtained coupling constants, we also calculate the values of the low-energy np - and nn -scattering parameters, which appear to be in good agreement with the experiment.