

О СВЯЗИ МЕЖДУ ЗАРЯДОВОЙ И НЕЙТРАЛЬНОЙ КОНСТАНТАМИ ПИОН-НУКЛОННОЙ СВЯЗИ В МОДЕЛИ ЮКАВЫ

В. А. Бабенко¹, Н. М. Петров

Институт теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова НАН Украины, Киев

В юкавской модели NN -взаимодействия установлена простая связь между зарядовой и нейтральной константами пион-нуклонной связи. Анализ полученной формулы показывает, что зарядовая пион-нуклонная константа должна быть больше нейтральной по причине большей силы np -взаимодействия по сравнению с pp -взаимодействием. Численный анализ полученных результатов дает очень хорошее согласие с одним из современных экспериментальных значений зарядовой пион-нуклонной константы, а также показывает, что в относительных единицах зарядовое расщепление пион-нуклонной константы составляет практически ту же величину, что и зарядовое расщепление массы π -мезона. Исследуется также зарядовая зависимость длины NN -рассеяния, обусловленная различием масс заряженных и нейтральных π -мезонов.

We establish simple relation between the charged and the neutral pion–nucleon coupling constants in the framework of the Yukawa model of NN interaction. Examination of the obtained formula shows that the charged pion–nucleon coupling constant should be larger than the neutral one as a consequence of the stronger np interaction relative to the pp interaction. Numerical analysis of the obtained results gives very good agreement with one of the modern experimental values of the charged pion–nucleon constant and also shows that relative charge splitting of the pion–nucleon constant is almost the same as charge splitting of the pion mass. We also study charge dependence of the NN scattering length resulting from the charged–neutral pion mass difference.

PACS: 13.75.Cs; 13.75.Gx; 14.20.Dh; 14.40.Be; 25.40.Cm; 25.40.Dn; 03.70.+k

ВВЕДЕНИЕ

Константы пион-нуклонной связи являются фундаментальными физическими характеристиками ядерных сил, которые играют важную роль в исследованиях нуклон-нуклонного и пион-нуклонного взаимодействий [1–5]. Знание значений этих констант очень важно для точного количественного описания и качественного понимания большого числа явлений в адронной и ядерной физике [3–8]. В связи с этим изучению пион-нуклонных констант и уточнению их значений уделяется пристальное внимание на протяжении всего периода развития ядерной физики. Подробную историю развития ситуации с пион-нуклонной константой связи можно найти в [5, 7, 9].

¹E-mail: pet2@ukr.net

Особо актуальным в последнее время является вопрос о возможном нарушении зарядовой независимости константы пион-нуклонной связи, или, иначе говоря, об отличии друг от друга констант пион-нуклонной связи для нейтральных и заряженных π -мезонов. Крайнюю остроту данному вопросу придает имеющееся на сегодняшний день расхождение в значениях зарядовой пион-нуклонной константы связи $g_{\pi^\pm}^2$, полученных разными авторами. В современных работах эта величина принимает значения в интервале от 13,54 [9, 10] до 14,74 [11]. При этом нейтральная пион-нуклонная константа связи $g_{\pi^0}^2$ является в настоящее время величиной, которая достаточно надежно и точно определена экспериментально и имеет значение 13,5–13,6 [5, 9, 12–15].

Таким образом, некоторые экспериментальные определения [5, 7, 9, 10, 13, 16–19] дают для зарядовой константы $g_{\pi^\pm}^2$ значения, близкие к значению нейтральной константы $g_{\pi^0}^2$, и, следовательно, указывают на зарядовую независимость данной величины. В то же время в других экспериментах [5–7, 11, 14, 20–23] значения для зарядовой константы существенно бóльшие, чем значение нейтральной константы. Следовательно, фундаментальный вопрос о зарядовой зависимости либо независимости константы пион-нуклонной связи является на сегодняшний день нерешенным и требует дальнейшего экспериментального и теоретического исследования.

В настоящей работе константа пион-нуклонной связи изучается нами на основе стандартной классической модели Юкавы [1–3, 24] для нуклон-нуклонного взаимодействия с использованием имеющихся современных экспериментальных данных по низкоэнергетическим параметрам нуклон-нуклонного рассеяния. К сожалению, как хорошо известно [1–3], сам по себе потенциал Юкавы не дает точного количественного описания нуклон-нуклонной системы, если определить и согласовать его параметры с фундаментальными величинами полевой теории — массами пионов и константами связи. В связи с этим мы определяем параметры потенциала Юкавы по известным экспериментальным низкоэнергетическим параметрам теории эффективного радиуса нуклон-нуклонного рассеяния.

Обоснованием для использования модели Юкавы при нахождении констант пион-нуклонной связи в области низких энергий может служить тот хорошо известный факт, что однопионный обмен, которому соответствует потенциал Юкавы, определяет взаимодействие двух нуклонов при самых низких энергиях, которым эффективно соответствуют большие расстояния взаимодействия. На средних и малых расстояниях при этом доминируют двухпионный обмен и обмен более тяжелыми ρ - и ω -мезонами, а на самых малых расстояниях на взаимодействие сильно влияют кварк-глюонные степени свободы. В то же время константа пион-нуклонной связи, которая по определению является характеристикой взаимодействия пиона с нуклоном, вполне может и должна определяться в периферической дальней области взаимодействия двух нуклонов, которая соответствует обмену одними лишь π -мезонами.

Взаимодействие и связь нуклонов с π -мезонами в квантовой теории поля могут описываться либо псевдоскалярным (PS), либо псевдовекторным (PV) лагранжианом взаимодействия, которые соответственно можно записать в виде [3, 9, 20, 25, 26]

$$\mathcal{L}_{\pi N}^{\text{PS}} = g_\pi \sqrt{4\pi} (i\bar{\psi}\gamma_5\psi)\phi, \quad (1)$$

$$\mathcal{L}_{\pi N}^{\text{PV}} = \frac{f_\pi}{m_s} \sqrt{4\pi} (\bar{\psi}\gamma_\mu\gamma_5\psi)\partial^\mu\phi, \quad (2)$$

где фигурирующая в последнем выражении скейлинговая масса m_s вводится в формулу (2) с целью сделать псевдовекторную пион-нуклонную константу связи f_π безразмерной. В формулах (1) и (2) $\psi(x)$ и $\phi(x)$ обозначают соответственно нуклонное и пионное поля. Взаимодействия (1) и (2) являются фактически эквивалентными и связаны между собой, как было показано [9, 27], калибровочным преобразованием. Отметим также ту важную деталь, что фигурирующий в определениях (1) и (2) множитель $\sqrt{4\pi}$ позволяет избежать дальнейшего его появления в константах связи, или, иначе говоря, в нашем определении констант пион-нуклонной связи они нормированы таким образом, чтобы избавиться от появления множителя 4π в дальнейшем — здесь мы следуем в обозначениях обзору [9], т. е. фактически имеет место замена часто используемого обозначения $g_\pi^2/4\pi$ на g_π^2 .

Скейлинговую массу m_s обычно, по соглашению [9, 25], принимают равной массе заряженного π^\pm -мезона: $m_s = m_{\pi^\pm}$. Псевдоскалярная константа пион-нуклонной связи g_π связана при этом с псевдовекторной константой связи f_π известным соотношением эквивалентности [9, 27], следующим из условия эквивалентности лагранжианов (1) и (2)

$$\frac{g_\pi}{M_1 + M_2} = \frac{f_\pi}{m_{\pi^\pm}}, \quad (3)$$

где M_1 и M_2 — массы взаимодействующих нуклонов. Отсюда следует, что псевдоскалярные константы связи g_{π^0} для нейтральных π^0 -мезонов и g_{π^\pm} для заряженных π^\pm -мезонов связаны с псевдовекторными константами f_{π^0} и f_{π^\pm} соотношениями [5, 9, 14]

$$g_{\pi^0} = \frac{2M_p}{m_{\pi^\pm}} f_{\pi^0}, \quad (4)$$

$$g_{\pi^\pm} = \frac{M_p + M_n}{m_{\pi^\pm}} f_{\pi^\pm}, \quad (5)$$

где M_p и M_n — массы соответственно протона и нейтрона.

1. ВЫВОД И ОБСУЖДЕНИЕ ОСНОВНЫХ ФОРМУЛ, УСТАНОВЛИВАЮЩИХ СВЯЗЬ МЕЖДУ ЗАРЯДОВОЙ И НЕЙТРАЛЬНОЙ КОНСТАНТАМИ ПИОН-НУКЛОННОЙ СВЯЗИ В МОДЕЛИ ЮКАВЫ

Согласно мезонной теории поля сильное ядерное взаимодействие между двумя нуклонами при низких энергиях обусловлено в основном обменом виртуальными π -мезонами, которые определяют дальнююдействующую часть нуклон-нуклонного взаимодействия. В чистом синглетном 1S_0 -состоянии классический однопионный обменный потенциал взаимодействия двух нуклонов, следующий из мезонной теории поля (потенциал Юкавы), имеет простой и хорошо известный вид [1–3, 24, 26]

$$V_Y(r) = -V_0 \frac{e^{-\mu r}}{\mu r}. \quad (6)$$

В формуле (6) r является расстоянием между двумя нуклонами, а величина μ связана с массой π -мезона m_π соотношением

$$\mu = \frac{m_\pi c}{\hbar}, \quad (7)$$

где c — скорость света; \hbar — приведенная постоянная Планка. При этом радиус действия ядерных сил $R \equiv 1/\mu$ согласно формуле (7) обратно пропорционален массе π -мезона m_π и является малой величиной: $R \sim 1,4$ фм. Глубина потенциала Юкавы V_0 связана в этом случае с псевдовекторной пион-нуклонной константой связи f_π простым соотношением [1–3, 5, 26, 28]

$$V_0 = m_\pi c^2 f_\pi^2, \quad (8)$$

которое фактически, так же как и вид взаимодействия Юкавы (6), следует из квантовой мезонной теории поля, т. е. из лагранжианов (1) и (2).

Два заряженных протона при взаимодействии обмениваются нейтральным π^0 -мезоном, и в этом случае параметры потенциала Юкавы (6) μ_{pp} и V_0^{pp} в соответствии с формулами (7) и (8) определяются массой нейтрального π^0 -мезона m_{π^0} и константой связи f_{π^0} . В случае же взаимодействия нейтрона с протоном обмен происходит как нейтральным π^0 -мезоном, так и заряженными π^\pm -мезонами. В последнем случае при определении параметров потенциала (6) μ_{np} и V_0^{np} следует использовать [8, 29] усредненные значения массы π -мезона

$$\overline{m}_\pi = \frac{1}{3}(m_{\pi^0} + 2m_{\pi^\pm}) \quad (9)$$

и пион-нуклонной константы связи

$$\overline{f}_\pi^2 = \frac{1}{3}(f_{\pi^0}^2 + 2f_{\pi^\pm}^2). \quad (10)$$

К сожалению, как хорошо известно [1–3], сам по себе потенциал Юкавы не дает точного количественного описания нуклон-нуклонной системы, если определить и согласовать его параметры с фундаментальными величинами полевой теории — массами пионов и константами связи. В связи с этим будем определять параметры потенциала Юкавы (6) по известным экспериментальным низкоэнергетическим параметрам теории эффективного радиуса нуклон-нуклонного рассеяния [1, 4, 30–36].

Действительно, если рассчитать массу $m_{\pi^0}^Y$ и пион-нуклонную константу связи $(f_{\pi^0}^Y)^2$ для нейтрального π^0 -мезона в случае потенциала Юкавы для протон-протонного взаимодействия по известным из эксперимента значениям чисто ядерных протон-протонных длины рассеяния и эффективного радиуса, то их значения оказываются существенно большими их экспериментальных значений [37], и таким образом имеют место соотношения

$$m_{\pi^0}^Y = C_1 m_{\pi^0}, \quad (f_{\pi^0}^Y)^2 = C_2 f_{\pi^0}^2, \quad (11)$$

где C_1 и C_2 — некоторые константы, которые можно рассчитать численно [37]. Конкретные значения этих констант нам не понадобятся. Вполне естественным является простое предположение, что соотношения, аналогичные (11), выполняются также для масс и пион-нуклонных констант связи заряженных π^\pm -мезонов, а следовательно, также и для усредненных масс (9) и усредненных пион-нуклонных констант связи (10) π -мезонов.

Как следствие вышеуказанного предположения и формул типа (11), в соответствии с (8)–(10) нетрудно видеть, что параметры нейтрон-протонного потенциала Юкавы μ_{np} и V_0^{np} связаны с аналогичными параметрами протон-протонного взаимодействия μ_{pp}

и V_0^{pp} следующим образом:

$$\mu_{np} = \frac{\overline{m}_\pi}{m_{\pi^0}} \mu_{pp}, \quad (12)$$

$$V_0^{np} = \frac{\overline{m}_\pi}{m_{\pi^0}} \frac{f_\pi^2}{f_{\pi^0}^2} V_0^{pp}. \quad (13)$$

Из формул (10) и (13) непосредственно следует соотношение, связывающее псевдовекторные пион-нуклонные константы связи заряженных и нейтральных π -мезонов,

$$f_{\pi^\pm}^2 = C_f^2 f_{\pi^0}^2, \quad (14)$$

где константа C_f^2 определяется выражением

$$C_f^2 = \frac{1}{2} \left(3 \frac{m_{\pi^0}}{\overline{m}_\pi} \frac{V_0^{np}}{V_0^{pp}} - 1 \right). \quad (15)$$

Формула, связывающая псевдоскалярные зарядовую и нейтральную пион-нуклонные константы, в соответствии с (4), (5) и (14) имеет вид

$$g_{\pi^\pm}^2 = C_g^2 g_{\pi^0}^2, \quad (16)$$

где

$$C_g^2 = \left(\frac{M_p + M_n}{2M_p} \right)^2 C_f^2. \quad (17)$$

В формуле (15) массы пионов являются экспериментально определенными фиксированными постоянными и, следовательно, соотношение между зарядовой и нейтральной пион-нуклонными константами связи фактически определяется в данной модели только лишь отношением глубин нейтрон-протонного и протон-протонного потенциалов Юкавы V_0^{np}/V_0^{pp} . При этом, поскольку нейтрон-протонный потенциал, как будет показано ниже, ощутимо глубже протон-протонного $\left(V_0^{np} > \frac{\overline{m}_\pi}{m_{\pi^0}} V_0^{pp} \right)$, отсюда нетрудно видеть, что выражение в круглых скобках в формуле (15) больше двух. Следовательно, в рассматриваемой модели зарядовая константа пион-нуклонной связи должна быть больше нейтральной:

$$f_{\pi^\pm}^2 > f_{\pi^0}^2, \quad g_{\pi^\pm}^2 > g_{\pi^0}^2. \quad (18)$$

Таким образом, тот важный факт, что зарядовая пион-нуклонная константа по величине больше нейтральной, очевидным образом обусловлен в данной модели просто существенно большей силой np -взаимодействия по сравнению с pp -взаимодействием в синглетном спиновом состоянии 1S_0 , что, в свою очередь, является в настоящее время хорошо и надежно установленным фактом и не вызывает сомнений. 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 — $|a_{np}| > |a_{pp}|$.

Неравенства (18) выполняются для многих экспериментально измеренных значений величин пион-нуклонных констант связи [6, 11, 20–23]. Однако ряд экспериментов дает

зарядово-независимое значение пион-нуклонной константы [9, 10, 16–19], т. е. дает приближенное, в рамках погрешности эксперимента, выполнение равенств $f_{\pi^\pm}^2 \cong f_{\pi^0}^2$, $g_{\pi^\pm}^2 \cong g_{\pi^0}^2$. В рассматриваемой модели имеет место нарушение зарядовой независимости ядерных сил в отношении пион-нуклонной константы связи.

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

Глубину V_0^{NN} и радиус $R_{NN} = 1/\mu_{NN}$ нуклон-нуклонного потенциала Юкавы можно найти по известным из эксперимента низкоэнергетическим параметрам разложения эффективного радиуса. Используя известные значения чисто ядерных низкоэнергетических параметров нуклон-нуклонного рассеяния [4, 5, 28, 38–41]

$$a_{pp} = -17,3(4) \text{ фм}, \quad r_{pp} = 2,85(4) \text{ фм}, \quad (19)$$

$$a_{np} = -23,715(8) \text{ фм} \quad (20)$$

и метод фазовых функций [42], получим следующие значения параметров потенциала Юкавы для pp - и np -взаимодействий:

$$V_0^{pp} = 44,8259 \text{ МэВ}, \quad \mu_{pp} = 0,839241 \text{ фм}^{-1}, \quad (21)$$

$$V_0^{np} = 48,0706 \text{ МэВ}, \quad \mu_{np} = 0,858282 \text{ фм}^{-1}. \quad (22)$$

Отметим, что при определении параметров нейтрон-протонного взаимодействия мы использовали соотношение (12) и значение нейтрон-протонной длины рассеяния (20).

Эффективный радиус np -рассеяния, найденный с использованием потенциала Юкавы с параметрами (22)

$$r_{np} = 2,696 \text{ фм}, \quad (23)$$

находится в полном согласии с его экспериментальным значением [34, 40, 43, 44]

$$r_{np} = 2,70(9) \text{ фм}. \quad (24)$$

Как и следовало ожидать, выполняется обсуждавшееся выше условие

$$V_0^{np} > \frac{\overline{m}_\pi}{m_{\pi^0}} V_0^{pp} = 45,8429 \text{ МэВ}, \quad (25)$$

следствием которого являются соотношения (18).

Используя рассчитанные значения (21) и (22) глубин pp - и np -потенциалов, а также хорошо известные из экспериментов массы пионов и нуклонов [45], в соответствии с формулами (15) и (17) получим для коэффициентов, связывающих зарядовую и нейтральную константы пион-нуклонной связи, значения

$$C_f^2 = 1,0729, \quad C_g^2 = 1,0744. \quad (26)$$

Как видно из (26), значения констант C_f^2 и C_g^2 весьма близки друг к другу, что и следовало ожидать в силу близости масс протона и нейтрона.

В настоящее время значение нейтральной пион-нуклонной константы связи $g_{\pi^0}^2$ считается достаточно хорошо и надежно определенным из экспериментов и особых разностей не вызывает, в отличие от значения зарядовой константы $g_{\pi^\pm}^2$. Одно из последних экспериментально определенных значений нейтральной константы $g_{\pi^0}^2 = 13,52(23)$ [15] находится в полном согласии с ранее найденными значениями $g_{\pi^0}^2 = 13,55(13)$ [12] и $g_{\pi^0}^2 = 13,61(9)$ [13], а также с усредненным значением $g_{\pi^0}^2 = 13,6(3)$, приведенным в [5, 14]. Используя последнее экспериментально найденное [15] значение псевдоскалярной нейтральной константы

$$g_{\pi^0}^2 = 13,52(23) \quad (27)$$

и подставляя его в формулу (16), с учетом (26) найдем соответствующее нашей модели значение псевдоскалярной зарядовой константы пион-нуклонной связи

$$g_{\pi^\pm}^2 = 14,53(25). \quad (28)$$

В соответствии с формулами (4), (5), (27), (28) для псевдовекторных пион-нуклонных констант связи получим значения

$$f_{\pi^0}^2 = 0,07479(127), \quad (29)$$

$$f_{\pi^\pm}^2 = 0,08027(138). \quad (30)$$

Полученное нами в модели Юкавы значение (28) константы $g_{\pi^\pm}^2$ оказалось практически совпадающим с одним из последних экспериментально определенных значений этой величины

$$g_{\pi^\pm}^2 = 14,52(26). \quad (31)$$

Экспериментальный результат (31) был получен в работе [6] uppsальской группой нейтронных исследований, и он является близким к результатам той же группы $g_{\pi^\pm}^2 = 14,62(35)$ [23], $g_{\pi^\pm}^2 = 14,74(33)$ [11], а также к значению $g_{\pi^\pm}^2 = 14,28(18)$, полученному ранее в работах [20–22]. В то же время ниймегенской группой для зарядовой константы пион-нуклонной связи было найдено значение $g_{\pi^\pm}^2 = 13,54(5)$ [9, 10], которое практически совпадает с константой для нейтральных π^0 -мезонов $g_{\pi^0}^2$. Значения зарядовой константы пион-нуклонной связи $g_{\pi^\pm}^2 \sim 13,7–13,8$, близкие к константе для нейтральных π^0 -мезонов, недавно были получены в ряде других работ [16–19]. Таким образом, на сегодняшний день 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 рассматриваемой нами модели зарядовая независимость пион-нуклонной константы согласно (27), (28) однозначно нарушается.

Мерой нарушения зарядовой независимости пион-нуклонных констант связи является разность зарядовой и нейтральной пион-нуклонных констант

$$\Delta f_{\text{CIB}}^2 \equiv f_{\pi^\pm}^2 - f_{\pi^0}^2, \quad \Delta g_{\text{CIB}}^2 \equiv g_{\pi^\pm}^2 - g_{\pi^0}^2. \quad (32)$$

В рассматриваемой нами модели для этих величин в соответствии с (14), (16) имеют место явные выражения

$$\Delta f_{\text{CIB}}^2 = (C_f^2 - 1)f_{\pi^0}^2, \quad (33)$$

$$\Delta g_{\text{CIB}}^2 = (C_g^2 - 1)g_{\pi^0}^2. \quad (34)$$

Используя теперь численное значение (26) для коэффициента C_g^2 , связывающего псевдоскалярные зарядовую и нейтральную пион-нуклонные константы связи, а также достаточно надежно экспериментально установленное значение (27) нейтральной константы $g_{\pi^0}^2$, получим следующее значение для величины абсолютного нарушения зарядовой независимости пион-нуклонной константы связи в модели Юкавы:

$$\Delta g_{\text{CIB}}^2 = 1,0055. \quad (35)$$

Относительная мера нарушения зарядовой независимости констант пион-нуклонной связи определяется формулами

$$\frac{\Delta f_{\text{CIB}}^2}{f_{\pi^0}^2} = C_f^2 - 1 = 0,0729, \quad (36)$$

$$\frac{\Delta g_{\text{CIB}}^2}{g_{\pi^0}^2} = C_g^2 - 1 = 0,0744. \quad (37)$$

Таким образом, в процентном отношении относительное нарушение зарядовой независимости пион-нуклонных констант связи составляет в рассматриваемой модели значительную величину $\sim 7,4\%$.

Как видно из формул (36) и (37), нарушение зарядовой независимости псевдоскалярной пион-нуклонной константы g_{π}^2 на $0,15\%$ превышает нарушение зарядовой независимости псевдовекторной константы связи f_{π}^2 . В соответствии с формулами (15), (17) этот эффект обусловлен различием значений масс нейтрона и протона ($M_n > M_p$). С учетом вышесказанного при строгом соблюдении зарядовой независимости псевдовекторной константы связи ($f_{\pi^{\pm}}^2 = f_{\pi^0}^2$) имеет место нарушение зарядовой независимости псевдоскалярной константы связи g_{π}^2 [9].

Отметим также, что значения (36) и (37) величин относительного нарушения зарядовой независимости констант связи реально не зависят от конкретных значений зарядовых и нейтральных пион-нуклонных констант, а фактически определяются в соответствии с формулами (15), (17) значениями масс пионов и нуклонов, а также входными экспериментальными параметрами (19), (20) данной модели.

3. О СВЯЗИ ЗАРЯДОВОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ПИОН-НУКЛОННОЙ КОНСТАНТЫ СВЯЗИ С ЗАРЯДОВЫМ РАСЩЕПЛЕНИЕМ МАССЫ π -МЕЗОНА

Из формул (14) и (26) следует, что отношение зарядовой и нейтральной псевдовекторных констант пион-нуклонной связи имеет значение

$$\frac{f_{\pi^{\pm}}}{f_{\pi^0}} = C_f = 1,0358, \quad (38)$$

которое очень хорошо согласуется с отношением экспериментальных масс заряженного и нейтрального π -мезонов [45]

$$\frac{m_{\pi^{\pm}}}{m_{\pi^0}} = 1,0340. \quad (39)$$

С учетом этого с высокой степенью точности имеет место соотношение

$$\frac{f_{\pi^{\pm}}}{f_{\pi^0}} \cong \frac{m_{\pi^{\pm}}}{m_{\pi^0}}. \quad (40)$$

Таким образом, зарядовое расщепление пион-нуклонной константы связи практически составляет ту же величину, что и зарядовое расщепление массы π -мезона.

Соотношение (40) имеет простое физическое обоснование. Поскольку пион-нуклонная константа связи f_{π} служит мерой силового воздействия на нуклон π -мезонного поля, 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. Из (40) непосредственно следует, что в отличие от константы взаимодействия f_{π} , которая является зарядово-зависимой величиной, отношение f_{π}/m_{π} с высокой степенью точности является величиной зарядово-независимой.

При точном выполнении соотношения (40) значение зарядовой псевдовекторной константы связи равно

$$f_{\pi^{\pm}}^2 = 0,07997(136). \quad (41)$$

Для псевдоскалярной константы связи в соответствии с (5) и (41) в этом случае получим значение

$$g_{\pi^{\pm}}^2 = 14,48(25), \quad (42)$$

которое практически не отличается от значения (28), рассчитанного по формуле (16). Таким образом, в соответствии с (27) и (42) величина нарушения зарядовой независимости пион-нуклонной константы связи, обусловленного разностью масс π^{\pm} - и π^0 -мезонов $\Delta m_{\pi} = 4,59$ МэВ, составляет

$$\Delta g_{\text{СИБ}}^2 = 0,96, \quad (43)$$

что в относительных единицах равно $\sim 7\%$.

Для псевдоскалярных констант связи справедливо соотношение

$$\frac{g_{\pi^{\pm}}}{g_{\pi^0}} \cong \frac{m_{\pi^{\pm}}}{m_{\pi^0}}, \quad (44)$$

аналогичное соотношению (40) для псевдовекторных констант связи. На формулу (44) обращалось внимание в работах [5, 14], однако в них выполнение данного соотношения было сочтено просто случайным совпадением, не имеющим никакого обоснования. В нашем рассмотрении соотношения (40) и (44) получились на основе расчетов с использованием традиционной классической модели Юкавы, согласованной с экспериментальными значениями низкоэнергетических параметров pp - и np -рассеяния (19), (20).

Соотношение (40) можно переписать в виде

$$f_{\pi^{\pm}} R_{\pi^{\pm}} \cong f_{\pi^0} R_{\pi^0}, \quad (45)$$

где радиус потенциала мезонного обмена, соответствующий обмену π^0 -мезоном

$$R_{\pi^0} \equiv \frac{\hbar}{m_{\pi^0} c} = 1,4619 \text{ фм}, \quad (46)$$

больше, чем радиус R_{π^\pm} , соответствующий обмену π^\pm -мезоном

$$R_{\pi^\pm} \equiv \frac{\hbar}{m_{\pi^\pm} c} = 1,4138 \text{ фм.} \quad (47)$$

Таким образом, пион-нуклонная константа f_π и радиус потенциала мезонного обмена R_π вследствие разницы масс π^\pm - и π^0 -мезонов являются зарядово-зависимыми величинами. При этом большее значение массы π^\pm -мезона по сравнению с массой π^0 -мезона приводит к увеличению зарядовой константы f_{π^\pm} по сравнению с нейтральной константой f_{π^0} и уменьшению радиуса π^\pm -мезонного обмена R_{π^\pm} по сравнению с радиусом π^0 -мезонного обмена R_{π^0} . Как следствие этого, произведение пион-нуклонной константы f_π и радиуса потенциала π -мезонного обмена R_π является зарядово-независимой величиной:

$$f_\pi R_\pi = B. \quad (48)$$

Используя хорошо определенное экспериментальное значение нейтральной пион-нуклонной константы

$$f_{\pi^0} = 0,2735 \quad (49)$$

и значение радиуса π^0 -мезонного обмена (46), для константы B получим численное значение

$$B = 0,3998 \text{ фм.} \quad (50)$$

Таким образом, пион-нуклонная константа связи f_π и радиус π -мезонного обмена R_π связаны корреляционным соотношением

$$f_\pi \cong \frac{B}{R_\pi}, \quad (51)$$

которое выполняется с высокой степенью точности.

4. О ЗАРЯДОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ ДЛИНЫ НУКЛОН-НУКЛОННОГО РАССЕЯНИЯ

Вследствие наличия в системе двух нуклонов в состоянии 1S_0 виртуального уровня с энергией, близкой к нулю, длина рассеяния является наиболее чувствительным параметром по отношению к небольшим изменениям нуклон-нуклонного потенциала. По этой причине количественной мерой нарушения зарядовой независимости ядерных сил часто служит разность длин протон-протонного и нейтрон-протонного рассеяния

$$\Delta a_{\text{СІВ}} \equiv a_{pp} - a_{np}. \quad (52)$$

Экспериментальное значение этой разности, согласно (19), (20), равно

$$\Delta a_{\text{СІВ}}^{\text{exp}} = 6,42(41) \text{ фм,} \quad (53)$$

что в относительных единицах составляет величину $\sim 30\%$. Это существенно выходит за пределы экспериментальных ошибок и указывает на нарушение гипотезы зарядовой независимости ядерных сил при малых энергиях [28, 46–49]. Зарядовую зависимость ядерных сил обычно связывают с различием масс заряженных и нейтральных π -мезонов [14, 28, 46, 50–53]. Однако при этом только половина разности $\Delta a_{\text{СІВ}}^{\text{exp}}$ была объяснена различием масс π^\pm - и π^0 -мезонов [14, 46, 52, 53].

Рассчитанное нами при точном выполнении соотношения (40) значение синглетной длины np -рассеяния

$$a_{np} = -22,89(40) \text{ фм} \quad (54)$$

отличается от длины pp -рассеяния $a_{pp} = -17,3(4) \text{ фм}$. При этом разность длин pp - и np -рассеяния

$$\Delta a_{\text{СИБ}}^{\pi} = 5,59 \text{ фм} \quad (55)$$

хорошо согласуется с экспериментальным значением (53).

Таким образом, в нашем случае нарушение зарядовой независимости ядерных сил практически полностью объясняется различием масс заряженных и нейтральных π -мезонов. Разница в длинах pp - и np -рассеяния $\Delta a_{\text{СИБ}}^{\pi}$ в этом случае составляет $\sim 90\%$ от экспериментального значения $\Delta a_{\text{СИБ}}^{\text{exp}}$. В отличие от этого в более ранних работах $\Delta a_{\text{СИБ}}^{\pi}$ составляло $\sim 50\%$ от $\Delta a_{\text{СИБ}}^{\text{exp}}$ [14, 52, 53].

5. ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе с использованием мезонной модели Юкавы предложена физически обоснованная модель нуклон-нуклонного взаимодействия, которая связывает параметры np - и pp -системы в синглетном спиновом состоянии 1S_0 с основными характеристиками пион-нуклонного взаимодействия — массами π -мезонов m_{π} и пион-нуклонными константами связи f_{π}^2 . На основе этой модели установлена простая связь между зарядовой и нейтральной константами пион-нуклонной связи, которая дается формулами (14)–(17).

Анализ полученных нами результатов показывает, что зарядовая пион-нуклонная константа связи $f_{\pi^{\pm}}^2$ является по величине большей, чем нейтральная пион-нуклонная константа $f_{\pi^0}^2$, и, таким образом, имеет место нарушение зарядовой независимости ядерных сил в отношении псевдовекторной f_{π}^2 и псевдоскалярной g_{π}^2 пион-нуклонных констант связи.

Численный расчет на основе полученных формул дает для псевдоскалярной зарядовой константы значение $g_{\pi^{\pm}}^2 = 14,53(25)$, которое оказалось практически совпадающим с одним из последних современных экспериментальных значений этой величины $g_{\pi^{\pm}}^2 = 14,52(26)$, найденным уппсальской группой нейтронных исследований [6].

Для абсолютной величины разности зарядовой и нейтральной псевдовекторных пион-нуклонных констант связи $\Delta f_{\text{СИБ}} \equiv f_{\pi^{\pm}} - f_{\pi^0}$ нами получено значение $\Delta f_{\text{СИБ}} = 0,0093$, что в процентном отношении $\Delta f_{\text{СИБ}}/f_{\pi^0} = 3,58\%$ очень близко к величине $\Delta m_{\pi}/m_{\pi^0} = 3,40\%$. Таким образом, зарядовое расщепление пион-нуклонной константы связи в относительных единицах составляет практически ту же величину, что и зарядовое расщепление массы π -мезона.

Из анализа результатов, полученных в настоящей работе, следует, что в отличие от константы пион-нуклонной связи f_{π} и радиуса π -мезонного обмена R_{π} , которые являются зарядово-зависимыми величинами, их произведение $f_{\pi}R_{\pi}$ с высокой степенью точности является зарядово-независимой величиной. Отличие этого произведения для заряженных π^{\pm} -мезонов от произведения для нейтральных π^0 -мезонов в относительных единицах не превышает $0,2\%$.

Также полученные нами результаты показывают, что с помощью различия масс π^{\pm} - и π^0 -мезонов $\Delta m_{\pi} = 4,59 \text{ МэВ}$ объясняется $\sim 90\%$ разности между экспериментальными значениями длин pp - и np -рассеяния.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хюльтен Л., Сугавара М. Проблема взаимодействия двух нуклонов // Стрoение атомного ядра: Сб. ст. М., 1959. С. 7–166.
2. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. Т. 1. М.: Мир, 1971. 456 с.
3. Эрикссон Т., Вайзе В. Пионы и ядра. М.: Наука, 1991. 512 с.
4. Miller G. A., Nefkens B. M. K., Šlaus I. Charge Symmetry, Quarks and Mesons // Phys. Rep. 1990. V. 194, No. 1–2. P. 1–116.
5. Machleidt R., Šlaus I. The Nucleon–Nucleon Interaction // J. Phys. G. 2001. V. 27, No. 5. P. R69–R108.
6. Rahm J. et al. np Scattering Measurements at 162 MeV and the πNN Coupling Constant // Phys. Rev. C. 1998. V. 57, No. 3. P. 1077–1096.
7. Critical Issues in the Determination of the Pion–Nucleon Coupling Constant // Proc. of a Workshop Held in Uppsala, Sweden, June 7–8, 1999; Physica Scripta. 2000. V. T87. P. 5–77.
8. Нахди М. Нуклон–нуклонное взаимодействие: краткий обзор // ЭЧАЯ. 2014. Т. 45, № 5–6. С. 1664–1749 (Naghdi M. Nucleon–Nucleon Interaction: A Typical/Concise Review // Phys. Part. Nucl. 2014. V. 45, No. 5. P. 924–971).
9. de Swart J. J., Rentmeester M. C. M., Timmermans R. G. E. The Status of the Pion–Nucleon Coupling Constant. arXiv:9802084 [nucl-th].
10. Stoks V., Timmermans R., de Swart J. J. Pion–Nucleon Coupling Constant // Phys. Rev. C. 1993. V. 47, No. 2. P. 512–520.
11. Rahm J. et al. np Scattering Measurements at 96 MeV // Phys. Rev. C. 2001. V. 63, No. 4. P. 044001.
12. Bergervoet J. R. et al. Phase Shift Analysis of All Proton–Proton Scattering Data below $T_{\text{lab}} = 350$ MeV // Phys. Rev. C. 1990. V. 41, No. 4. P. 1435–1452.
13. Arndt R. A., Strakovsky I. I., Workman R. L. Extraction of the πNN Coupling Constant from NN Scattering Data // Phys. Rev. C. 1995. V. 52, No. 4. P. 2246–2249.
14. Machleidt R., Banerjee M. K. Charge Dependence of the πNN Coupling Constant and Charge Dependence of the Nucleon–Nucleon Interaction // Few-Body Syst. 2000. V. 28, No. 3. P. 139–146.
15. Limkaisang V. et al. Phase-Shift Analysis of pp Scattering at $T_L = 25$ –500 MeV // Prog. Theor. Phys. 2001. V. 105, No. 2. P. 233–242.
16. Arndt R. A. et al. Dispersion Relation Constrained Partial Wave Analysis of πN Elastic and $\pi N \rightarrow \eta N$ Scattering Data: The Baryon Spectrum // Phys. Rev. C. 2004. V. 69, No. 3. P. 035213.
17. Arndt R. A. et al. Extended Partial-Wave Analysis of πN Scattering Data // Phys. Rev. C. 2006. V. 74, No. 4. 045205.
18. Bugg D. V. The Pion–Nucleon Coupling Constant // Eur. Phys. J. C. 2004. V. 33, No. 4. P. 505–509.
19. Baru V. et al. Precision Calculation of Threshold $\pi^- d$ Scattering, πN Scattering Lengths, and the GMO Sum Rule // Nucl. Phys. A. 2011. V. 872, No. 1. P. 69–116.
20. Dumbrajs O. et al. Compilation of Coupling Constants and Low-Energy Parameters // Nucl. Phys. B. 1983. V. 216, No. 2. P. 277–335.
21. Bugg D. V., Carter A. A., Carter J. R. New Values of Pion–Nucleon Scattering Lengths and f^2 // Phys. Lett. B. 1973. V. 44, No. 3. P. 278–280.
22. Koch R., Pietarinen T. Low-Energy πN Partial Wave Analysis // Nucl. Phys. A. 1980. V. 336, No. 3. P. 331–346.
23. Ericson T. E. O. et al. πNN Coupling from High Precision np Charge Exchange at 162 MeV // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75, No. 6. P. 1046–1049.

24. *Yukawa H.* On the Interaction of Elementary Particles // Proc. Phys. Math. Soc. Japan. 1935. V. 17. P. 48–57.
25. *Ebel G. et al.* Compilation of Coupling Constants and Low-Energy Parameters // Nucl. Phys. B. 1971. V. 33, No. 2. P. 317–378.
26. *Бьеркен Дж. Д., Дрелл С. Д.* Релятивистская квантовая теория. Т. 1. М.: Наука, 1978. 296 с.
27. *Dyson F. J.* The Interactions of Nucleons with Meson Fields // Phys. Rev. 1948. V. 73, No. 8. P. 929–930.
28. *Слив Л. А.* Зарядовая независимость и зарядовая симметрия ядерных сил // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1974. Т. 38, № 1. С. 2–14.
29. *Ericson T. E. O., Rosa-Clot M.* The Deuteron Asymptotic *D*-State as a Probe of the Nucleon–Nucleon Force // Nucl. Phys. A. 1983. V. 405, No. 3. P. 497–533.
30. *Ландау Л. Д., Смородинский Я. А.* Рассеяние протонов протонами // ЖЭТФ. 1944. Т. 14, вып. 7–8. С. 269–278.
31. *Schwinger J. S.* A Variational Principle for Scattering Problems // Phys. Rev. 1947. V. 72, No. 8. P. 742.
32. *Blatt J. M., Jackson J. D.* On the Interpretation of Neutron–Proton Scattering Data by the Schwinger Variational Method // Phys. Rev. 1949. V. 76, No. 1. P. 18–37.
33. *Bethe H. A.* Theory of the Effective Range in Nuclear Scattering // Ibid. P. 38–50.
34. *Ситенко А. Г., Тартаковский В. К.* Лекции по теории ядра. М.: Атомиздат, 1972. 352 с.
35. *Пупышев В. В., Соловцова О. П.* Дальнедействующие потенциалы в ядерной физике низких энергий // ЭЧАЯ. 1996. Т. 27, № 4. С. 859–922 (*Pupyshev V. V., Solovtsova O. P.* Long-Range Potentials in Low-Energy Nuclear Physics // Phys. Part. Nucl. 1996. V. 27, No. 4. P. 859–922).
36. *Пупышев В. В.* Низкоэнергетические разложения в ядерной физике // ЭЧАЯ. 1997. Т. 28, № 6. С. 1457–1528 (*Pupyshev V. V.* Low-Energy Expansions in Nuclear Physics // Phys. Part. Nucl. 1997. V. 28, No. 6. P. 1457–1528).
37. *Бабенко В. А., Петров Н. М.* Изучение зарядовой зависимости пион-нуклонной константы связи с использованием данных о нуклон-нуклонном взаимодействии при низких энергиях // ЯФ. 2016. Т. 79, № 1. С. 8–12 (*Babenko V. A., Petrov N. M.* Study of the Charge Dependence of the Pion–Nucleon Coupling Constant on the Basis of Data on Low-Energy Nucleon–Nucleon Interaction // Phys. At. Nucl. 2016. V. 79, No. 1. P. 67–71).
38. *Houk T. L., Wilson R.* Erratum: Measurements of the Neutron–Proton and Neutron–Carbon Cross Sections at Electron Volt Energies // Rev. Mod. Phys. 1968. V. 40, No. 3. P. 672.
39. *Hackenbarg R. W.* Neutron–Proton Effective Range Parameters and Zero-Energy Shape Dependence // Phys. Rev. C. 2006. V. 73, No. 4. P. 044002.
40. *Бабенко В. А., Петров Н. М.* Определение низкоэнергетических параметров *np*-рассеяния в приближении параметра формы из современных экспериментальных данных при низких энергиях // ЯФ. 2010. Т. 73, № 9. С. 1545–1553 (*Babenko V. A., Petrov N. M.* Determination of Low-Energy Parameters of Neutron–Proton Scattering in the Shape-Parameter Approximation from Present-Day Experimental Data // Phys. At. Nucl. 2010. V. 73, No. 9. P. 1499–1506).
41. *Бабенко В. А., Петров Н. М.* Разность энергий связи ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ и низкоэнергетические параметры нейтрон-нейтронного рассеяния // Письма в ЭЧАЯ. 2015. Т. 12, № 4. С. 904–915 (*Babenko V. A., Petrov N. M.* Mirror Nuclei ${}^3\text{H}$ and ${}^3\text{He}$ Binding Energies Difference and Low-Energy Parameters of Neutron–Neutron Scattering // Phys. Part. Nucl. Lett. 2015. V. 12, No. 4. P. 584–590).
42. *Бабиков В. В.* Метод фазовых функций в квантовой механике. М.: Наука, 1976. 288 с.
43. *Breit G. et al.* Short- and Long-Range Charge Independence // Phys. Rev. 1968. V. 170, No. 5. P. 1424–1434.

44. Локк В., Миздей Д. Физика частиц промежуточных энергий. М.: Атомиздат, 1972. 288 с.
45. Beringer J. et al. (*Particle Data Group*). Review of Particle Physics // Phys. Rev. D. 2012. V. 86, No. 3. P. 010001.
46. Кюн Б. Измерение длины рассеяния нейтрона на нейтроне и вопрос о зарядовой зависимости ядерных сил // ЭЧАЯ. 1975. Т. 6, № 2. С. 347–392 (*Kuhn B. Measurements of the Neutron–Neutron Scattering Wave Length and the Problem of Charge Dependence of Nuclear Forces // Phys. Part. Nucl.* 1975. V. 6, No. 2. P. 347–392).
47. Александров Ю. А. Фундаментальные свойства нейтрона. М.: Энергоиздат, 1982. 166 с.
48. Попов Ю. П., Шаранов Э. И. К вопросу о выполнении принципа зарядовой инвариантности в ядерных взаимодействиях // Сильные и слабые утверждения в ядерной спектроскопии и теории ядра. Л.: Наука. Ленингр. отд-ние, 1981. С. 90–95.
49. Miller G. A., van Oers W. T. H. Charge Independence and Charge Symmetry. arXiv:9409013 [nucl-th].
50. Riazuddin. On the Charge Independence of Nuclear Forces // Nucl. Phys. 1956/1957. V. 2. P. 188–191.
51. Riazuddin. Charge Dependent Effects on Scattering Lengths of np and pp Systems // Nucl. Phys. 1958. V. 7. P. 217–222.
52. Henley E. M., Morrison L. K. $n-n$ and $n-p$ Scattering Lengths and Charge Independence // Phys. Rev. 1966. V. 141, No. 4. P. 1489–1493.
53. Ericson T. E. O., Miller G. A. Charge Dependence of Nuclear Forces // Phys. Lett. B. 1983. V. 132, No. 1–3. P. 32–38.

Получено 11 февраля 2016 г.