объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-82-913

С.М.Доркин, В.К.Лукьянов, А.И.Титов

ШЕСТИКВАРКОВЫЕ ПРИМЕСИ В ДВУХНУКЛОННЫХ СИСТЕМАХ

Направлено в журнал "Zeitschrift für Physik A"

1982

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Можно ожидать, что нуклоны в ядрах или ядерных процессах могут образовывать необычные для ядерной физики так называемые многокварковые системы /МКС/, или точнее - мультибарионы. Простейшая из них - это $6q$-система - дибарион. Сейчас многие склоняются к тому /см., например, [1]/, что на основе экспериментальных данных по рассеянию нуклонов, взаимодействию π-мезонов с дейтронами, фоторасщеплению дейтрона и другим реакциям можно сделать заключение о существовании дибариона с квантовыми числами $I=1$, $J^P=3^-$, ${}^3F_3$ /$E\simeq 2{,}186-2{,}32$ ГэВ, $\Gamma\simeq 0{,}1-0{,}3$ ГэВ/. Кроме того, имеются указания на существование дибариона $I=1$, $J^P=2^+$, ${}^1D_2$ /$E\simeq 2{,}14-2{,}17$ ГэВ, $\Gamma=0{,}05-0{,}2$ ГэВ/ и есть, видимо, признаки дибарионов $I=0$, $J^P=3^-$ /1^+, 3^+/ /$E\simeq 2{,}19-2{,}35$ ГэВ, $\Gamma\simeq 0{,}1-0{,}4$ ГэВ/. Напомним, что такие большие энергии возбуждения $E^*=E-2M_N\simeq 200-300$ МэВ весьма необычны для ядерных систем, где характерный ядерный спектр простирается в пределах до $E^*\simeq 50$ МэВ. Любопытно, однако, отметить, что экспериментально пока не удалось обнаружить явного резонансного поведения сечений нуклон-нуклонного рассеяния в области предполагаемого существования дибарионов. То, что здесь наблюдается - это некоторые особенности в поведении таких дифференциальных характеристик, как поляризация, анализирующая способность и др., которые определяются через разности сечений рассеяния нуклонов с разными ориентациями спина. По-видимому, все это связано со спецификой дибариона. Так, если дибарион - шестикварковая система, то волновые функции кварков должны исчезать на границе конфайнмента b. Было показано [2], что если вне этой области волновую функцию нуклон-нуклонного s-рассеяния брать асимптотической $\psi\sim\sin(kr+\delta)$ с соответствующими экспериментальными сдвигами фаз в области $T_{лаб}\ge 300$ МэВ и построить из этих функций в точке $r=b$ логарифмическую производную /которая пропорциональна так называемой P-матрице/, то энергетическую зависимость этой производной удается хорошо аппроксимировать выражением с полюсным членом. При этом значение полюса, например для ${}^3S_1$-состояния, оказывается равным $E_s=2{,}16$ ГэВ. При этом было выбрано $b=1{,}44$ Фм в соответствии с расчетом радиуса $6q$-мешка по модели MIT-bag [3]. В рамках этой же модели и с тем же радиусом b получена энергия $6q$-системы $E_s=2{,}16$ ГэВ. Это дает основание пытаться интерпретировать полюс P-матрицы как энергию собственного состояния $6q$-системы внутри области b. По-существу, такая параметризация P-матрицы с использованием полюсного члена позволяет описывать динамику процесса NN-рассеяния, не вводя какого-либо потенциала в адронном канале. При этом соответствующие полюса в S-матрице могут отсутствовать, а значит, не будет резонансов в сечениях рассеяния нуклонов.

Однако здесь возможны и другие точки зрения. Например, наблюдаемые особенности в рассеянии нуклонов могут быть связаны со сложной структурой спектра дибариона, в частности, с большой плотностью дибарионных состояний, которую предсказывает модель MIT-bag [4], и большими ширинами их распада в NN-канал. Или это кинематические особенности, вызванные сильной связью каналов в такой системе. Во всяком случае ясно, что вопрос о связи каналов является здесь определяющим элементом теории. На это обращалось внимание в работах [5], где давались оценки примеси $6q$-состояний в NN-системе и ширины их распада в нуклонный канал на основе связи адронных и $6q$-кварковых каналов. При этом радиус $6q$-системы $\langle r^2\rangle^{1/2}=0{,}95$ Фм выбирался в соответствии с потенциальной моделью qq-взаимодействия [6]. Позднее [7] аналогичное уравнение решалось в предположении δ-образного взаимодействия каналов на поверхности $6q$-мешка MIT с радиусом $b=1{,}44$ Фм, причем сила взаимодействия служила параметром. Это позволило построить феноменологическую модель, где поведение нуклонной функции в области мешка задавалось с помощью P-матрицы на границе $r=b$, при параметризации которой кроме полюсного использовался еще и свободный член, фиксируемый по энергии связи дейтрона. На этой основе объяснялось поведение s-фаз нуклон-нуклонного рассеяния в интервале энергий $T_{лаб.}=0-515$ МэВ. Те же данные объяснялись и в работе [8] в рамках близкой по форме модели граничных условий, где параметризация логарифмической производной включала еще и линейный член по энергии, а нуклоны вне границы сшивания двигались в поле потенциала однопионного обмена. Оказалось, что согласие с экспериментом дает целый ряд наборов параметров, среди которых есть набор с относительно малым радиусом $b=1{,}20$ Фм и большой энергией полюса $E_s=2{,}24$ ГэВ. Таким образом, видно, что выводы о структуре $6q$-системы в подходах типа P-матричного зависят от того, какие соображения о виде самой P-матрицы и входящих в нее параметров вносятся в задачу как исходные.

Другой подход на основе P /или f/-матричного формализма был развит в работе [9], где качественное описание энергетической зависимости фаз нуклон-нуклонного рассеяния было достигнуто за счет динамической связи нуклон-нуклонного канала с каналами $N\Delta$, NN^* и $\Delta\Delta$ во внешней области $r\ge b$. При этом не зависящие от энергии f-матрицы задавались в точке $b=\frac{1}{2}\mu^{-1}\simeq 0{,}7$ Фм, они являлись эффективными параметрами и находились путем сравнения с экспериментом.

В данной работе мы даем разработку микроподхода, где используется явный вид потенциалов кварк-кваркового и нуклон-нуклонного взаимодействий. При этом считается, что многокварковые системы существуют в основном в пределах малого радиуса R_b порядка радиуса кора NN-сил. Тогда, если расстояние между центрами тяжести нуклонов больше R_b, то мы имеем дело с взаимодействующими нуклонами, а внутри области $r < R_b$ имеем нечто вроде составной /компаунд/ шестикварковой системы.

В теории связанных каналов удобно выбирать функции внешних и внутренних каналов ортогональными. Ранее [5] мы достигали этого исключением нуклон-нуклонной примеси в волновой функции МКС. Однако требование ортогональности не является обязательным. Более того, физика явления такова, что функции кваркового состояния системы и ее нуклонного состояния перекрываются в области границы ,где и происходит взаимодействие этих каналов. В данной работе мы будем использовать это обстоятельство. И наконец, в качестве конкретной задачи рассмотрим 6q -систему на примере пары взаимодействующих нуклонов. В принципе, такая система может образовываться и внутри ядра. Обобщение на случай 9q-, 12q-систем не будет встречать принципиальных затруднений.

2. УРАВНЕНИЯ СВЯЗАННЫХ КАНАЛОВ

Будем развивать подход в духе так называемого интерполяционного метода ядерной физики [10,11]. Для этого из исходных (3n-3) - относительных координат n кварков строим "глобальную" координату, широко используемую в методе гиперсферических функций [12]:

$$\vec{\rho} = (\rho\,,\ \vec{\Omega}_{3n-4}\,), \qquad /1а/$$

$$\rho^2 = \frac{1}{n}\sum_{i>j}^{n}(\vec{r}_i - \vec{r}_j)^2 = \sum_{i=1}^{n}(\vec{r}_i - \vec{R})^2 = n\bar{r}^{\,2}; \quad \vec{R} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\vec{r}_i\,, \qquad /1б/$$

где $\bar{r}$ - среднеквадратичный радиус МКС. Если система разделена на два кластера $n_1 + n_2 = n$ с соответствующими глобальными координатами ρ_1 и ρ_2, то

$$\rho^2 = \rho_1^2 + \rho_2^2 + z_{12}^2\,, \qquad /2б/$$

$$\vec{z}_{12} = \sqrt{n_1 n_2 / n}\ \vec{R}_{12}\,, \qquad /2б/$$

и на относительно больших расстояниях R_{12} между центрами тяжести кластеров величина ρ ассоциируется с этим расстоянием.

Представим волновую функцию МКС в виде

$$\Psi = \Psi_{ext.} + \Psi_{in.}\,. \qquad /3/$$

Здесь $\Psi_{in.}$ есть функция типа компаунд-системы, определяющая МКС во внутренней области /мешка/:

$$\Psi_{in} = \sum_{\lambda} c_\lambda \psi_\lambda\,, \qquad /4/$$

где ψ_λ - собственные функции той части H_0 полного гамильтониана H, которая действует во внутренней области и содержит потенциал $V_0 = \Sigma\, V_{ij}$ взаимодействия кварков i и j, то есть

$$H_0\psi_\lambda = E_\lambda\,\psi_\lambda\,. \qquad /5/$$

Внутреннюю область /условно $\rho < \rho_0$/ будем определять как область локализации всех кварков системы. Функция $\Psi_{ext.}$ хорошо описывает МКС во "внешней" области, где, например, 6q -система разделена на нуклоны - кластеры, состоящие из бесцветных троек кварков:

$$\Psi_{ext.} = \omega(\vec{\rho})\,\Phi(\rho)\,, \qquad /6/$$

$$\omega(\vec{\rho}) = \hat{A}_{12}\,\{ z^L\, Y_{LM}(\hat{z})\,\phi_1(\vec{\rho}_1)\,\phi_2(\vec{\rho}_2)\}\,. \qquad /7/$$

Здесь $\hat{A}_{12}$ - оператор перестановки кварков, принадлежащих разным кластерным функциям ϕ_1 и ϕ_2. Эти последние есть решения уравнения типа /5/ для трехкварковой системы - нуклона.

Итак, неизвестными частями полной функции Ψ являются коэффициенты c_λ, определяющие примесь истинно 6q -состояний системы, и $\Phi(\rho)$, играющие роль волновых функций относительного движения нуклонов. Эти величины определяются как решения соответствующей системы связанных уравнений, которую можно получить, используя уравнение на полную функцию:

$$(H - E)\Psi = [H_0 + (V - V_0) - E]\Psi = 0\,. \qquad /8/$$

Здесь V - точный потенциал, действующий во всей области пространства $\vec{\rho}$; во внутренней области считаем его совпадающим с V_0. Подставляя в /8/ выражения /3/, /4/, умножая его слева на ψ_λ^*, интегрируя по $d\vec{\rho} = \rho^\Lambda d\vec{\Omega}\,d\rho$, где $\Lambda = 3n-4$, и используя /5/, получим

$$(E_\lambda - E)c_\lambda + \sum_{\lambda'} c_{\lambda'} \langle \psi_\lambda | V - V_0 | \psi_{\lambda'} \rangle = \qquad /9/$$

$$= -(E_\lambda - E)\langle \psi_\lambda | \Psi_{ext.} \rangle - \langle \psi_\lambda | V - V_0 | \Psi_{ext.} \rangle\,.$$

Заметим, что функции 6q -состояний ψ_λ действуют во внутренней области $\rho < \rho_0$, где $V = V_0$, а значит, матричный элемент во втором члене левой части /9/ весьма мал. Поэтому, рассматривая случай, когда плотность λ -состояний сравнительно мала, мы можем вообще пренебречь этим членом. Тогда для коэффициента примеси c_λ получаем

$$c_\lambda = c^\circ_\lambda - \gamma_\lambda = -\gamma_\lambda - a_\lambda/(E_\lambda - E), \qquad /10/$$

где

$$\gamma_\lambda = \langle\psi_\lambda|\Psi_{ext.}\rangle, \qquad /11а/$$

$$a_\lambda = \langle\psi_\lambda|V - V_0|\Psi_{ext.}\rangle. \qquad /12а/$$

Видно, что c_λ определяются как перекрытием функций внутреннего и внешнего движений в системе γ_λ, так и матричным элементом перехода между этими фазами ядерного вещества a_λ. При этом оба матричных элемента формируют область пространства вблизи поверхности $\rho \simeq \rho_0$, где функции ψ_λ и Ψ_{ext} максимально перекрываются.

Выражение /10/ есть первое из системы уравнений, определяющих взаимозависимость c_λ и Ψ_{ext}. В дальнейшем при анализе непрерывного спектра $6q$ -системы удобнее иметь дело с несколько другой формой этого уравнения. С этой целью в функции $\Psi_{ext.} = \omega(\vec\rho)\Phi(\rho)$ используем замену

$$\Phi(\rho) = \phi(\rho)/\sqrt{\mu}, \qquad /13/$$

где

$$\mu = \rho^\Lambda \int d\vec\Omega\, \omega^+(\vec\rho)\,\omega(\vec\rho). \qquad /14/$$

Тогда вместо /11а/, /12а/ будем иметь

$$\gamma_\lambda = \int d\rho\, \phi(\rho)\, B^*_\lambda(\rho), \qquad /11б/$$

$$a_\lambda = \int d\rho\, \phi(\rho)\, D^*_\lambda(\rho), \qquad /12б/$$

где

$$B_\lambda = \int d\vec\Omega\, \frac{\rho^\Lambda}{\sqrt{\mu}}\, \omega^+ \psi_\lambda\,, \qquad /15/$$

$$D_\lambda = \int d\vec\Omega\, \frac{\rho^\Lambda}{\sqrt{\mu}}\, \omega^+ (V - V_0)\psi_\lambda\,. \qquad /16/$$

При этом уравнение /10/ примет вид

$$-(E_\lambda - E)c_\lambda = \int d\rho\, \phi(\rho)\, \tilde{D}^*_\lambda(\rho)\,, \qquad /17/$$

где

$$\tilde{D}_\lambda = (E_\lambda - E)B_\lambda + D_\lambda\,. \qquad /18/$$

Итак, можно считать, что первое из связанных уравнений /17/ определяет коэффициент примеси истинной $6q$-компоненты в полной волновой функции $6q$-системы.

Чтобы получить второе уравнение, определяющее волновую функцию $\Phi(\rho)$ относительного движения кластеров в адронном канале, умножим /8/ слева на ω^+ и проинтегрируем по гиперуглам $d\vec\Omega$ в пространстве $\vec\rho$. Тогда

$$\int d\vec\Omega\, \omega^+(\hat{T} + V - E)\,\omega\cdot\Phi = \qquad /19/$$
$$= -\sum_\lambda c_\lambda \int d\vec\Omega\, [\omega^+(H_0 - E_\lambda)\psi_\lambda + (E_\lambda - E)\omega^+\psi_\lambda + \omega^+(V - V_0)\psi_\lambda]\,.$$

Здесь первое слагаемое в правой части исчезает в силу определения ψ_λ с помощью уравнения /5/. Остальные слагаемые преобразуем с помощью замены /13/. Получаем тогда

$$\frac{\rho^\Lambda}{\sqrt{\mu}} \int d\vec\Omega\, \omega^+(\hat{T} + V - E)\omega\Phi = -\sum_\lambda c_\lambda \tilde{D}_\lambda\,, \qquad /20/$$

где $\tilde{D}_\lambda$ дано выражением /18/. Теперь задача состоит в том, чтобы пронести функцию $\omega(\vec\rho)$ влево через оператор кинетической энергии $\hat{T} = -\frac{h^2}{2m}\Delta_{\vec\rho}$ /здесь m - масса кварка/. Напомним, что в $\vec\rho$ -пространстве

$$\Delta_{\vec\rho} = \Delta_\rho + \frac{1}{\rho^2}\Delta_\Omega = \frac{1}{\rho^\Lambda}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho^\Lambda\frac{\partial}{\partial\rho}\right) + \frac{1}{\rho^2}\Delta_\Omega\,. \qquad /21/$$

Тогда имеем

$$\Delta_{\vec\rho}(\omega(\vec\rho)\Phi(\rho)) = \Phi(\rho)\Delta_{\vec\rho}\,\omega(\vec\rho) + \omega(\vec\rho)\Delta_\rho\Phi + 2\frac{\partial\omega}{\partial\rho}\frac{\partial\Phi}{\partial\rho}\,. \qquad /22/$$

Далее, после несложных выкладок получаем

$$\frac{\rho^{\Lambda}}{\sqrt{\mu}} \int d\vec{\Omega}\,\omega^{+}\omega\Delta_{\rho}\Phi = \left[\frac{d^2}{d\rho^2} + X(\rho)\right]\phi + \kappa\,, \qquad /23/$$

$$\frac{\rho^{\Lambda}}{\sqrt{\mu}} \int d\vec{\Omega}\,\omega^{+}\,2\frac{\partial\omega}{\partial\rho}\frac{\partial\Phi}{\partial\rho} = -\kappa\,, \qquad /24/$$

где использованы обозначения:

$$X(\rho) = -\frac{1}{2\sqrt{\mu}}\left(\frac{\mu'}{\sqrt{\mu}}\right)'\,, \qquad /25/$$

$$\kappa = \mu^{-3/2}\,\mu'\phi\left(1 - \frac{\Lambda}{\rho}\frac{\mu}{\mu'}\right)\left(\frac{1}{2}\mu'\phi - \mu\phi'\right). \qquad /26/$$

Теперь заметим, что в полный гамильтониан $H = \hat{T} + V$ входят составные части $H_0^{(1)}$ и $H_0^{(2)}$, которые определяют волновую функцию нуклонов как $3q$-кластеров:

$$H_0^{(k)}\phi_k = M\phi_k\,, \qquad k = 1,2\,, \qquad /27/$$

где M - масса нуклона. Тогда на больших расстояниях, когда кластеры разделены и $\rho/z \simeq 1$, так что

$$\omega(\vec{\rho}) \sim z^{L}\,Y_{LM}\,\phi_1\,\phi_2\,,$$

будем иметь

$$(H - E)\,\omega = [H_{12} - (E - 2M)]\omega\,. \qquad /28/$$

Это дает основание вводить потенциал

$$\bar{U} = \frac{\rho^{\Lambda}}{\mu}\int d\vec{\Omega}\,\omega^{+}(\hat{T} + V - 2M)\omega = \frac{\int d\vec{\Omega}\,\omega^{+}(H - 2M)\omega}{\int d\vec{\Omega}\,\omega^{+}\omega}\,, \qquad /29/$$

который зависит от ρ и для разделенных в пространстве кластеров имеет смысл потенциала их относительного движения. Тогда уравнение /20/ можно переписать в виде

$$\left(-\frac{h^2}{2m}\frac{d^2}{d\rho^2} + U_{eff}(\rho) - \epsilon\right)\phi(\rho) = -\sum_{\lambda} c_{\lambda}\tilde{D}_{\lambda}\,, \qquad /30/$$

где введены эффективный потенциал:

$$U_{eff} = \bar{U} - \frac{h^2}{2m}X = \bar{U} + \frac{h^2}{4m\sqrt{\mu}}\left(\frac{\mu'}{\sqrt{\mu}}\right)'\,, \qquad /31/$$

и энергия относительного движения кластеров:

$\epsilon = E - 2M.$

Эффективный потенциал /31/ имеет особенность, связанную с наличием члена, пропорционального X /см. /25//. Его качественное поведение характерно для случая сближения нуклонов на малые расстояния. При $\rho \to 0$ имеем[11] $\mu \sim \mu^{2\mathcal{L}+1}$ и $X \sim \frac{\mathcal{L}(\mathcal{L}+1)}{\rho^2}$, где $\mathcal{L} = \frac{3n}{2} + K - 1$, а K - номер предельной гипергармоники, ограничивающей базис внутренних функций ψ_{λ} для конкретной рассматриваемой задачи. При этом $\mathcal{L}$ всегда больше орбитального момента ℓ относительного движения нуклонов. Таким образом, X дает мягкое отталкивание нуклонов на малых расстояниях, обусловленное, вообще говоря, действием принципа Паули. В настоящее время кварковые подходы позволяют вычислять также средний потенциал $N-N$ взаимодействия $\bar{U}$, который обычно тоже оказывается отталкивательным на малых расстояниях[13-15].

Обсуждая в целом систему уравнений связанных каналов /17/, /30/, прежде всего отметим, что ее отличие от аналогичной системы для задач ядерной физики состоит в том, что здесь в правой части имеется слагаемое $\sim (E_{\lambda} - E)B_{\lambda}$, появляющееся из-за неортогональности функций МКС и адронного канала. Оно играет большую роль в оценке "примеси" c_{λ} и ширин распада МКС в нуклон-нуклонный канал. В принципе, один из вариантов интерполяционного подхода[11] также формулирует уравнения для случая неортогональных функций внешней и внутренних областей, при этом в качестве $\Psi_{ext.}$ выбраны функции свободного движения кластеров в непрерывном спектре. Такой вариант уравнений больше подходит для задачи ядерной физики о столкновении тяжелых ионов. Для рассматриваемой нами задачи уравнения /17/, /18/ и /30/ оказываются практически более удобными. В частности, если функции $\Psi_{in.}$ и $\Psi_{ext.}$ выбраны на основе таких моделей, что неортогональность их велика, то примесь, например, $6q$-системы в дейтроне $|c_{\lambda}^{d}|^2$ будет определяться формулой

$$|c_{\lambda}^{d}|^2 = \left|\int \psi_{\lambda}^{*}\,\Psi^{d}\,d\tau\right|^2\,. \qquad /32/$$

Поскольку кварковая функция в случае s-состояния не меняет знака во внутренней области и быстро падает на ее границе, то можно приближенно записать:

$$|c_0^d|^2 \simeq (\frac{4}{3}\pi r_0^3)^{-1} \;|\int_0^{r_0} \Psi^d 4\pi r^2 dr|^2 \simeq \qquad /32'/$$

$$\simeq 4\pi \int_0^{r_0} |\Psi^d|^2 r^2 dr .$$

Такое выражение впервые было предложено Д.И.Блохинцевым в 1957 г. /16/ для расчета флуктуации дейтрона в области кора NN-сил. Сейчас становится ясным, что "ядерный флуктон Блохинцева" есть по существу многокварковая система. Позже расчет $|c^d|^2$ по приближенной формуле /32/ с учетом антисимметризации кварков, принадлежащих разным нуклонам, был выполнен в работах /17,18/. Расчет примесей МКС с числом кварков $n \le 12$ в легчайших ядрах с $A \le 4$ по приближенной формуле, аналогичной /32/, был сделан в работе /19/.

Другой предельный случай выражения /10/, когда неортогональность мала ($\gamma_\lambda \simeq 0$) и, значит, $|c_\lambda|^2 \simeq |a_\lambda/(E_\lambda - E)|^2$, был исследован в /5/. Ортогональность модельных функций $\Psi_{in.}$ и $\Psi_{ext.}$ там предполагалась с самого начала. Однако на практике оказывается, что при выборе удачных моделей для функции МКС и относительного движения нуклонов последние оказываются неортогональными, причем γ_λ и $a_\lambda(E_\lambda - E)$ в /10/ могут иметь один и тот же порядок величины. В этом плане использование с самого начала исходных уравнений /17/, /30/, полученных для неортогональных функций, оказывается практически более оправданным. И, наконец, отметим, что, как показывает анализ эксперимента по формфактору дейтрона при больших передачах импульса /20/, шестикварковая примесь мала и составляет всего несколько процентов. Но тогда во втором уравнении /30/ правую часть можно отбросить, и мы получим обычное уравнение дейтрона, где U_{eff} проще всего задать как феноменологический реалистический потенциал NN-взаимодействия.

3. АМПЛИТУДА ШЕСТИКВАРКОВЫХ СОСТОЯНИЙ В ДЕЙТРОНЕ

Как уже отмечалось, при оценке 6q-примесей в основном состоянии дейтрона можно использовать тот экспериментальный факт, что если эти примеси и существуют, то они, вообще говоря, очень малы, то есть $|c_\lambda|^2 \ll 1$. Тогда правая часть уравнения /30/ пренебрежимо мала, и система уравнений /17/, /30/ расцепляется. В этом случае уравнение /30/ описывает обычное слабосвязанное состояние дейтрона, а уравнение /17/, или /10/, используется для расчета примеси c_λ на основе полученной из /30/ дейтронной функции. В данном случае для практических вычислений функцию np-системы $\Psi_{ext.}$ удобно задать в зависимости не от глобальной координаты ρ и гиперуглов, а в обычном виде:

$$\Psi_{ext.} = \hat{A}_{np}[\phi_n \phi_p \psi_{np}(r)], \qquad /33/$$

где дейтронная функция в поле феноменологического потенциала ψ_{np} зависит от расстояния $\vec{r}$ между центрами тяжести нуклонов, а оператор антисимметризации $\hat{A}_{np}$ есть

$$\hat{A}_{np} = \frac{1}{\sqrt{10}}(1 - \sum_{\substack{i=1,2,3\\ j=4,5,6}} \hat{P}_{ij}). \qquad /34/$$

Здесь $\hat{P}_{ij}$ реализуют обмен кварков, принадлежащих разным нуклонам, в цветовом, спин-изоспиновом и координатном пространствах, так что

$$\hat{P}_{ij} = \hat{P}_{ij}^{C}\, \hat{P}_{ij}^{SI}\, \hat{P}_{ij}^{X} .$$

Антисимметризация $\Psi_{ext.}$ при перестановке самих нуклонов учтена в функции относительного движения:

$$\psi_{np}(r) = \frac{u(r)}{r}\frac{1}{\sqrt{4\pi}}\chi_M + \frac{w(r)}{r}\sum (2m1\mu|1M)\chi_\mu Y_{2m} , \qquad /35/$$

где

$$\chi_\mu = \sum (\tfrac{1}{2}\sigma_1 \tfrac{1}{2}\sigma_2|J\mu)(\tfrac{1}{2}\tau_1 \tfrac{1}{2}\tau_2|I\tau)\Phi_{\sigma_1\tau_1}\Phi_{\sigma_2\tau_2} , \qquad /36/$$

$$J = 1, \quad I = 0 ,$$

а $\Phi_{\sigma\tau}$ есть спин-изоспиновые функции нуклонов с проекциями спина σ и изоспина τ соответственно. Сами функции нуклонов $\phi_{n,p}$ включают в себя симметричную пространственную и антисимметричную цветовую части:

$$\phi_n = \Phi_n(\vec{r}_1\vec{r}_2\vec{r}_3)\Phi_n^c ; \quad \phi_p = \Phi_p(\vec{r}_4\vec{r}_5\vec{r}_6)\Phi_p^c , \qquad /37/$$

где $\vec{r}_k$ - координаты составляющих кварков. Волновые функции этих кварков выбираем в виде функций гармонического осциллятора:

$$\Phi_n = (\frac{\Omega}{\pi})^{3/2} \exp(-\frac{\Omega}{2}(\xi_1^2 + \xi_2^2)) ;$$

$$\Phi_p = (\frac{\Omega}{\pi})^{3/2} \exp(-\frac{\Omega}{2}(\eta_1^2 + \eta_2^2)) , \qquad /38/$$

где координаты Якоби определены как

$$\vec{\xi}_1 = (\vec{r}_2 + \vec{r}_3 - 2\vec{r}_1)/6, \qquad \vec{\eta}_1 = (\vec{r}_5 + \vec{r}_6 - 2\vec{r}_4)/6 , \qquad /39/$$

$$\vec{\xi}_2 = (\vec{r}_3 - \vec{r}_2)/2\sqrt{3}, \qquad \vec{\eta}_2 = (\vec{r}_6 - \vec{r}_5)/2\sqrt{3}.$$

Ниже будем выбирать параметр $\Omega = 1$ /ГэВ/с/^{2} , что дает "кварковый" радиус нуклона $r_N \simeq 2/\sqrt{\Omega} \simeq 0,4$ Фм и позволяет описать данные упругого pp [21] и ep [22] рассеяний при больших переданных импульсах /$q^2 > 1$ /ГэВ/с/^{2} при определенном способе релятивизации волновой функции. Отметим, что при этом значении Ω зарядовый среднеквадратичный радиус нуклона оказывается меньше экспериментального. Для правильного вычисления последнего необходимо учесть вклад мезонных полей, которые должны доминировать на сравнительно больших расстояниях [23,24]. В нашем случае, при решении задачи о нуклон-нуклонном взаимодействии, учет мезонных полей осуществляется заданием реалистического нуклон-нуклонного потенциала во внешней области, так что во внутренней остается только кварк-кварковое взаимодействие.

Теперь приступим непосредственно к расчету c_λ -примеси. Для этого исходим из уравнения /10/, где в полной энергии дейтрона $E = 2M + \epsilon$ пренебрегаем малостью - энергией связи дейтрона $\epsilon = -2,23$ МэВ. Тогда

$$c_\lambda = c^\circ_\lambda - \gamma^d_\lambda , \qquad /40/$$

где

$$c^\circ_\lambda = - \frac{\int \{d\xi\} \psi^*_\lambda (V - V_0) \Psi_{ext.}}{E_\lambda - 2M}, \qquad /41/$$

$$\gamma^d_\lambda = \int \{d\xi\} \psi^*_\lambda \Psi_{ext.} . \qquad /42/$$

Здесь потенциал взаимодействия V_0, определяющий внутреннее движение в $6q$-системе, выбираем в виде суммы парных qq-потенциалов [6]:

$$V_0 = \sum_{i>j=1}^{6} V_{ij} ; \quad V_{ij} = V^c_{ij} + V^r_{ij} , \qquad /43/$$

$$V^c_{ij} = - \frac{\kappa_c}{2} \lambda^a_i \lambda^a_j (\vec{r}_i - \vec{r}_j)^2 , \qquad /44/$$

$$V^r_{ij} = - \mu (\lambda^a \vec{\sigma})_i (\lambda^a \vec{\sigma})_j . \qquad /45/$$

Здесь λ_i -матрицы Гелл-Манна цветовой группы $SU(3)_c$. Параметр κ_c связан с Ω соотношением $\kappa_c = \Omega^2/(288 m_q)$ ($\hbar = c = 1$) и при $m_q = 0,3$ ГэВ и $\Omega = 1$/ГэВ/с/^{2} оказывается равным $1.16 \cdot 10^{-2}$ ГэВ^3. Параметр $\mu = 25$ МэВ выбран так, чтобы описывалось цветомагнитное расщепление N–Δ масс.

Истинный потенциал V в /41/, действующий во всей области пространства, выбираем из следующих соображений. Считаем, что в области внутренних движений $r < r_0$, где локализована шестикварковая система, этот потенциал должен совпадать с кварковым потенциалом V_0 /43/. В области же внешней $r > r_0$ это есть потенциал, определяющий движение сепарированных нуклонов - $3q$-кластеров. Тогда

$$V = V_0 \theta(r_0 - r) + [V^M + \sum_{i>j=1,2,3} V_{ij} + \sum_{i>j=4,5,6} V_{ij}] \theta(r - r_0), \qquad /46/$$

где в качестве потенциала V^M, действующего между центрами тяжести нуклонов, будем выбирать какой-либо известный феноменологический np -потенциал. Параметр r_0 имеет смысл радиуса поверхности в нуклон-нуклонном канале, на которой происходит переход нуклонов в $6q$-состояние. Следует ожидать, что он равен удвоенному кварковому радиусу нуклона $r_0 \simeq 2r_N \simeq 0,8$ Фм.

Вначале рассчитаем амплитуду $6q$-примеси для случая, когда все кварки находятся в s-состоянии /s^6 -конфигурация/. Тогда функцию внутреннего движения кварков можно записать как

$$\psi_{\lambda_1} = \Phi_n \Phi_p \Phi_1 |CSI>_{\lambda_1} , \qquad /47/$$

где $\Phi_{n,p}$ заданы соотношением /38/, а Φ, зависящая от координаты относительного движения $3q$-кластеров, есть

$$\Phi_1 = (\Omega/4\pi)^{3/4} \exp(-\Omega r^2/8) . \qquad /48/$$

Как и до этого, будем считать, что антисимметризация по кваркам внутри нуклонов учтена, поэтому явно выписываем только часть оператора антисимметризации по кваркам, принадлежащим разным кластерам, то есть

$$|CSI>_{\lambda_1} = \frac{3}{\sqrt{10}} \cdot \frac{1}{\sqrt{10}} (1 - \sum_{\substack{k=1,2,3 \\ \ell = 4,5,6}} P^C_{k\ell} P^{SI}_{k\ell}) |CSI>_{np} . \qquad /49/$$

Заметим, что для $6q$-системы параметр Ω_6 из-за действия фактора $\lambda_i \lambda_j$ в потенциале /44/ несколько отличается от соответствующего параметра Ω_3 для $3q$-системы, а именно: $\Omega_6 = \sqrt{\frac{4}{5}}\, \Omega_3 \simeq 0,9\Omega_3$.

Однако здесь всюду мы будем пренебрегать этой разницей, считая, что $\Omega_6 = \Omega_3 = \Omega$.

В итоге для первого слагаемого амплитуды /40/ находим

$$c^0_1(s^6) = c^{(M)}_1 + c^{(c)}_1 + c^{(r)}_1 , \qquad /50/$$

где

$$c_1^{(M)} = -\frac{3}{\sqrt{10}}\Big(1-\frac{1}{3}\sum_{\substack{k=1,2,3\\ \ell=4,5,6}} B_{k\ell}\Big) I_1^{(M)}\cdot\Big(\frac{\bar{V}^M}{\Delta_1}\Big), \qquad /51/$$

$$c_1^{(c)} = -\frac{3}{\sqrt{10}}\sum_{\substack{k,i=1,2,3\\ \ell,j=4,5,6}} A^{ij}_{k\ell} B_{k\ell} I_1^{ij}\Big(\frac{\kappa_c\Omega^{-1}}{2\Delta_1}\Big), \qquad /52/$$

$$c_1^{(r)} = -\frac{3}{\sqrt{10}}\sum_{\substack{i,k=3,2,1\\ \ell,j=4,5,6}} A^{ij}_{k\ell} B^{ij}_{k\ell} I_1\cdot\Big(\frac{\mu}{\Delta_1}\Big), \qquad /53/$$

$$\bar{V}^M \equiv V^M(r_0); \quad \Delta_1 = E_{\lambda_1} - 2M. \qquad /54/$$

Здесь цветовые (A), спин-изоспинные (B) и пространственные (I) матричные элементы имеют следующий вид:

$$A^{ij}_{k\ell} = \langle C| -\lambda_i^a\lambda_j^a P^C_{k\ell} |C\rangle = \frac{4}{9}(3\delta_{ik}-1)(3\delta_{jk}-1), \qquad /55/$$

$$B_{k\ell} = \langle\Phi_n\Phi_p| P^{SI}_{k\ell} |\Phi_n\Phi_p - \Phi_p\Phi_n\rangle = -\frac{1}{27}, \qquad /56/$$

$$B^{ij}_{k\ell} = \langle\Phi_n\Phi_p| P^{SI}_{k\ell}\vec\sigma_i\vec\sigma_j |\Phi_n\Phi_p - \Phi_p\Phi_n\rangle = \begin{cases} \frac{19}{27}, & i=k,\ j=\ell, \\ -\frac{7}{27}, & i=k,\ j\neq\ell;\ i\neq k,\ j=\ell, \\ \frac{2}{27}, & i\neq k,\ j\neq\ell, \end{cases} \qquad /57/$$

$$I_1^{(M)} = \sqrt{4\pi}\int_{r_0}^{\infty} u(r)\Phi_1(r)\,\frac{V^M(r)}{\bar{V}^M}\, r\,dr, \qquad /58/$$

$$I_1^{ij} = \sqrt{4\pi}\int_{r_0}^{\infty} u(r)\,r\,dr \int d\vec\xi_1 d\vec\xi_2 d\vec\eta_1 d\vec\eta_2\, \Phi_n^2(\vec\xi_1\vec\xi_2)\Phi_p^2(\vec\eta_1\vec\eta_2)\Omega(\vec r_i-\vec r_j)^2\Phi_1(r), \qquad /59/$$

$$I_1 = \sqrt{4\pi}\int_{r_0}^{\infty} u(r)\Phi_1(r)\,r\,dr. \qquad /60/$$

В матричном элементе /59/ делаем замену $(\vec r_i - \vec r_j) = (\vec r + \vec x_i - \vec y_j)^2$, где $\{x_i\}$ - координаты кварков относительно центра одного нуклона, а $\{y_i\}$ - относительно другого. Это дает матричные элементы типа $\langle|x_i^2|\rangle$, зависящие только от индекса i /или j/, и типа $\langle|\vec x_i\vec y_j|\rangle$, зависящие от двух индексов. Первые сопровождаются цветовыми матричными элементами, которые являются суммами по свободным индексам, и поэтому обращаются в нуль $\sum_j A^{ij}_{k\ell}=0$. Вто-

рые также равны нулю, поскольку пространственная функция симметрична, а соответствующий оператор нечетен. Таким образом, имеем

$$c_1^{(M)} = -\frac{\sqrt{10}}{3}\Big(\frac{\bar{V}^M}{\Delta_1}\Big)\cdot I_1^{(M)}(r_0); \qquad /61/$$

$$c_1^{(c)} = 0; \quad c_1^{(r)} = -\frac{56\sqrt{10}}{9}\Big(\frac{\mu}{\Delta_1}\Big) I_1(r_0).$$

Вычислим теперь амплитуду примеси для 6q-конфигурации $[s^4p^2]$. Волновую функцию ψ_{λ_2} запишем в виде

$$\psi_{\lambda_2} = \frac{1}{N_2}\frac{1}{\sqrt{10}}\Big(1-\sum P^{XCSI}_{k\ell}\Big)\Phi_n\Phi_p\Phi_2|CSI\rangle_{np}, \qquad /62/$$

где

$$N_2^2 = 1 + \frac{1}{81} \simeq 1, \qquad /63/$$

$$\Phi_2 = \sqrt{3/2}\,(\Omega/4\pi)^{3/4}(1-\Omega r^2/6)\,e^{-\Omega r^2/8}.$$

Используя формулы /55/-/59/ и соотношение

$$\langle\Phi_n\Phi_p|P^X_{k\ell}|\Phi_n\Phi_p\Phi_2\rangle = \frac{1}{9}\Phi_2,$$

находим

$$c_2^{(M)} = -\Big(\frac{\bar{V}^M}{\Delta_2}\Big) I_2^{(M)}(r_0), \qquad /64/$$

$$c_2^{(r)} = -\Big(\frac{\mu}{\Delta_2}\Big)\frac{560}{243} I_2(r_0), \qquad /65/$$

$$c_2^{(c)} = \frac{16}{27}\Big(\frac{\kappa_c\Omega^{-1}}{2\Delta_2}\Big)(I_2^{14}+I_2^{25}-2I_2^{15}) = -\frac{128}{27}\sqrt{\frac{3}{2}}\Big(\frac{\kappa_c\Omega^{-1}}{2\Delta_2}\Big) I_1(r_0). \qquad /66/$$

Пространственные матричные элементы I_2 отличаются от I_1 в /58/-/60/ заменой $\Phi_1 \to \Phi_2$. Формулы для фактора неортогональности γ_λ в /40/ имеют вид

$$\gamma_1 \equiv \gamma(s^6) = \sqrt{\frac{10}{9}}\sqrt{4\pi}\int_0^\infty \Phi_1(r)u(r)r\,dr\,;$$

$$\gamma_2 \equiv \gamma(s^4p^2) = \sqrt{\frac{3}{2}}\sqrt{4\pi}\int_0^\infty (1-\Omega r^2/6)\Phi_1(r)u(r)\,r\,dr\,.$$

В численных расчетах мы выбрали дейтронную функцию $u(r)$ в поле феноменологического потенциала. В качестве такового были взяты потенциалы Хюльтена, потенциал с твердым кором /Рейд/ [25], потенциал Ломона-Фешбаха [26]. Нерелятивистская осцилляторная модель с большим параметров Ω /малым радиусом "мешка"/ не претендует на правильное описание масс M, E_λ. Поэтому величину щели, разделяющей адронную и кварковую фазы системы, будем выбирать из более реалистических моделей. Так, результаты расчетов в рамках релятивистских кварковых моделей [4,13] дают $\Delta_{1,2} \approx 270$-350 МэВ. Остаточное цветомагнитное взаимодействие приводит к тому, что $\Delta_1 \simeq \Delta_2$ [4,27]. Мы выбираем некоторое усредненное значение $\Delta = 300$ МэВ, одинаковое для обеих конфигураций. Результаты расчетов приведены в таблице.

Таблица

Амплитуды шестикварковых состояний

		Хюльтен	Рейд	Ломон-Фешбах
$[s^6]$	c_1°	-0,082	-0,058	-0,070
	$-\gamma_1$	-0,29	-0,088	-0,062
	c_1	-0,37	-0,147	-0,132
$[s^4p^2]$	c_2°	+0,01	-0,033	-0,036
	$-\gamma_2$	+0,25	+0,24	+0,22
	c_2	0,26	0,21	0,18

Видно, что значения c_λ для потенциалов Рейда и Ломона-Фешбаха близки между собой, но в обоих случаях они сильно отличаются от значений, рассчитанных для потенциала Хюльтена, особенно для $[s^6]$ -состояний. Далее, вклад γ в амплитуду c_λ велик и может в несколько раз превышать вклад c_λ°, особенно для более сложных конфигураций. Суммарная вероятность двух конфигураций /с учетом неортогональности γ / $c^2 = c_1^2 + c_2^2$ равна $6{,}6 \cdot 10^{-2}$, что, в общем, согласуется с данными экспериментов по упругому ed -рассеянию и кумулятивным процессам с большой передачей импульса [19], а также с теоретическими оценками, полученными в других подходах [13,17,18]. Отметим, что без учета неортогональности величина $6q$-примеси оказывается существенно меньше: $c^2 \simeq 0{,}5 \cdot 10^{-2}$.

В заключение получим еще одну полезную оценку величины D_λ, характеризующей силу перехода между адронной и кварковой фазой в np-системе. Для этого, используя /17/ и /40/, запишем

$$c_\lambda^\circ = -\frac{\int d\rho\,\phi\,D_\lambda^*}{\Delta_\lambda}\,. \qquad /67/$$

Мы уже отмечали, что такой фазовый переход идет преимущественно в районе поверхности $\rho \simeq \rho_0$ или $r \approx r_0$. При этом матричный элемент D_λ, определяемый /16/, можно представить как

$$D_\lambda = \eta_\lambda \delta(r - r_0)\,. \qquad /68/$$

Тогда, подставляя /68/ в /67/ с заменой $\rho \to r$ и $\phi \to u(r)$ из /35/, мы получим оценку параметра η_λ, определяющего силу перехода

$$\eta_\lambda = -c_\lambda^\circ \cdot \Delta_\lambda / u(r_0)\,. \qquad /69/$$

Выбирая $r_0 \simeq 0{,}8$ Фм и подставляя сюда $\Delta_\lambda = 300$ МэВ и c_λ° из таблицы для потенциала Рейда с твердым кором, а также численное значение дейтронной функции $u(r_0)$ в точке r_0 для этого потенциала, получим

$$\eta_{\lambda_1} = 12{,}8 \cdot 10^{-2}/\text{ГэВ}/^{1/2}; \qquad \eta_{\lambda_2} = 7{,}26 \cdot 10^{-2}/\text{ГэВ}/^{1/2}. \qquad /70/$$

Эта оценка понадобится в дальнейшем при расчете ширин распада $6q$ -системы в NN-канал.

4. ШИРИНЫ ШЕСТИКВАРКОВЫХ СОСТОЯНИЙ В НУКЛОН-НУКЛОННОМ РАССЕЯНИИ

Система связанных уравнений /17/, /30/ дает возможность оценить ширины распада $6q$-состояний в NN-канал. Это весьма важно для изучения вопроса о возможности существования /квази-/ стабильного дибариона как $6q$-системы. В связи с этим напомним, что обычная кварковая спектроскопия дает нулевые ширины $6q$-состояний, в то время как обработка эксперимента приводит к значениям ширин порядка нескольких десятков МэВ.

Специфика решения системы /17/, /30/ в области непрерывного спектра $\epsilon > 0$ состоит в том, что вблизи резонанса $E \sim E_\lambda$ малость величины $(E - E_\lambda)$ в левой части уравнения /17/ должна компенсироваться большим /вообще говоря, комплексным/ c_λ. Таким образом, с самого начала нельзя расцеплять уравнения /17/, /30/, как это было в случае связанного состояния np-системы. Поэтому сразу запишем общее решение уравнения /30/ в виде

$$\phi = x - \sum_\lambda c_\lambda g_\lambda^{(+)}, \qquad /71/$$

где

$$g_\lambda^{(+)} = \int dr' G^{(+)}(r, r') D_\lambda(r'). \qquad /72/$$

Здесь и далее мы для простоты перешли от ρ к относительной переменной r, заменив, естественно, при этом m в /30/ на приведенную массу сталкивающихся нуклонов. Кроме того, мы пренебрегаем слагаемыми типа $\gamma_\lambda(E-E_\lambda)$, которые в резонансной области $(E \to E_\lambda)$ исчезают. В /72/ функция Грина $G^{(+)}$ левой части уравнения /30/ имеет вид

$$G^{(+)}(r, r') = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{2m}{k} \begin{cases} x^{(+)}(r)\, x(r'), & r > r', \\ x(r)\, x^{(+)}(r'), & r < r', \end{cases} \qquad /73/$$

$$x^{(+)}(r) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} (y(r) + i x(r)), \qquad /74/$$

где x, y - соответствующие регулярные и нерегулярные в нуле решения уравнения /30/ с $c_\lambda = 0$, которое при $r \to \infty$ имеют вид

$$\underset{r\to\infty}{x} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sin(kr + \delta_\ell - \frac{\pi \ell}{2}); \qquad /75/$$

$$\underset{r\to\infty}{y} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cos(kr + \delta_\ell - \frac{\pi \ell}{2}).$$

Подставляя /71/ в /17/, получаем систему уравнений для амплитуд [11,12]:

$$\sum_{\lambda'} [(E - E_\lambda)\delta_{\lambda\lambda'} + J_{\lambda\lambda'}] c_{\lambda'} = a_\lambda^\circ, \qquad /76/$$

где

$$J_{\lambda\lambda'} = \int dr\, D_\lambda^*(r) g_{\lambda'}^{(+)}(r), \qquad /77/$$

$$a_\lambda^\circ = \int dr\, D_\lambda^*(r)\, x(r). \qquad /78/$$

Функция $\phi(r)$ на больших расстояниях выходит на асимптотику рассеяния, где для s-волны имеем

$$\phi(r) \sim \frac{i}{\sqrt{2\pi}} e^{-i\delta_0} [e^{-ikr} - S_R e^{2i\delta_0} e^{ikr}]. \qquad /79/$$

Здесь

$$S_R = 1 - \frac{2i m\pi}{k} \sum_\lambda c_\lambda a_\lambda^{\circ *} \qquad /80/$$

есть резонансная часть S-матрицы. Если $D_\lambda(r)$ аппроксимировать формулой /68/, то есть $D_\lambda(r) = \eta_\lambda \delta(r - r_0)$, то система уравнений /76/ решается в явном виде:

$$c_\lambda = \frac{\eta_\lambda^* x_0}{(E - E_\lambda)(1 - G\Sigma)}, \qquad /81/$$

где

$$\Sigma = -\sum_\lambda \frac{|\eta_\lambda|^2}{E - E_\lambda}, \qquad /82/$$

$$G \equiv G(r_0, r_0) = \frac{m\pi}{k}(i x_0^2 + x_0 y_0); \quad x_0 \equiv x(r_0), \quad y_0 \equiv y(r_0),$$

а S_R получается в виде замкнутого выражения:

$$S_R = (1 - G^*\Sigma) / (1 - G\Sigma). \qquad /83/$$

В случае изолированного резонанса, когда полная энергия E становится близкой к энергии шестикваркового уровня $E \to E_\lambda$, матрица S_R принимает обычный резонансный вид:

$$S_R = \frac{E - E_\lambda - \delta E_\lambda - i\Gamma_\lambda/2}{E - E_\lambda - \delta E_\lambda + i\Gamma_\lambda/2}, \qquad /84/$$

где ширина резонанса есть

$$\Gamma_\lambda = 2|\eta_\lambda|^2 \ \mathrm{Im}G = \frac{2m\pi}{k}|\eta_\lambda|^2 x_0^2 \simeq \pi\sqrt{\frac{2m}{\Delta\lambda}}|\eta_\lambda|^2 x_0^2 , \qquad /85/$$

а сдвиг относительно значения $E=E_\lambda$ равен

$$\delta E_\lambda = |\eta_\lambda|^2 \ \mathrm{Re}G = \frac{m\pi}{k}|\eta_\lambda|^2 x_0 y_0 \simeq \pi\sqrt{\frac{m}{2\Delta_\lambda}}|\eta_\lambda|^2 x_0 y_0 . \qquad /86/$$

Для получения численных оценок Γ_λ подставим /70/ в /85/ и примем $\langle x_0^2\rangle \simeq \frac{1}{\pi}$. Тогда имеем

$\Gamma_{th}(s^6) \simeq 29$ МэВ, $\Gamma_{th}(s^4p^2) \simeq 9{,}3$ МэВ.

Эти величины оказываются несколько меньше "экспериментальных", где $\Gamma_{exp} \simeq 50$-150 МэВ. Однако следует помнить, что значение Γ_{exp} зависит от способа обработки данных и, в частности, обычно используемого предположения о том, что существует лишь один дибарионный уровень. Ведь до сих пор резонанс в сечении неполяризованных частиц явно не обнаружен. Имеются резервы и в самой теории, например, учет связи с другими каналами в этой области энергии. Здесь в первую очередь важны каналы NN^*, $N\Delta$ и $\Delta\Delta$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, нами развита модель, учитывающая связь многокваркового и нуклон-нуклонного каналов. Взаимодействие в последнем задается реалистическими нуклон-нуклонными силами, при этом область действия кора исключается - в ней картина парного NN-взаимодействия заменяется представлением о многокварковом взаимодействии.

Таким образом, в рамках единого подхода можно рассчитать как вероятность многокварковой примеси в ядрах, так и ширины многокварковых резонансов в NN-рассеянии. Преимущество такого подхода состоит в том, что он не требует пересмотра основных положений традиционной ядерной физики. Действительно, многокварковые компоненты сконцентрированы в малых пространственных областях, и при низких энергиях их действие в нуклонном канале можно имитировать, вводя кор NN-сил. Поэтому выводы традиционных ядерных моделей, предполагающих наличие лишь нуклонных каналов при исследовании основных и возбужденных состояний ядер и ядерных реакций с небольшой $/q^2 \ll 1$ /ГэВ/с/^{2} передачей импульса, остаются без изменений. При больших переданных импульсах $/q^2 \geq 1$ (ГэВ/с)^2 основной вклад дает область малых расстояний, то есть область многокварковых состояний, при этом может оказаться весьма важным проявление их структурных особенностей. Выполненный расчет показывает, что примесь шестикварковой фазы в двухнуклонной системе оказывается близкой к тому значению, что дает обработка экспериментальных данных по реакциям с большой передачей импульса. Развиваемый подход позволяет вычислять также волновые функции более сложных ядер с учетом многокварковых примесей, что дает основу как для построения теории ядерных реакций при большой передаче импульса, так и для исследования проявления многокварковых систем в структуре сложных ядер.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kamae T. Nuclear Phys., 1982, A374, p. 25; Proceedings of the Ninth International Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure. Versailles, France, 6-10 July 1981, p. 25; Макаров М.М. УФН, 1982, т. 136, с. 186.
2. Jaffe R.L., Shatz M.P. Preprint CALT-68-775, 1980.
3. De Grand T. et al. Phys.Rev., 1975, D12, p. 2060.
4. Доркин С.М., Резник Б.Л., Титов А.И. ОИЯИ, Р4-81-791, Дубна, 1982; ЯФ, 1982,36, с. 1257.
   Aerts A.T., Mulders R.J., de Swart J.J. Phys.Rev., 1978, D17, p. 260.
5. Лукьянов В.К., Резник Б.Л., Титов А.И. ОИЯИ, Р2-12754, Дубна, 1979; Лукьянов В.К., Титов А.И. В кн.: Труды Международной школы по структуре ядра. ОИЯИ, Д4-80-385, Дубна, 1980, с. 357;
   Lukyanov V.K., Titov A.I. Quark Nuclear Exotics. In : Proc. Int.Conf. on Extreme States in Nuclear Systems. Dresden, 1980, v. 2, p. 60.
6. Liberman D.A. Phys.Rev., 1977, D16, p. 1542.
7. Simonov Yu.A. Phys.Lett., 1981, B107, p.1.
8. Ефимов В.Н. ОИЯИ, Р4-82-202, Дубна, 1982.
9. Lomon E.L. Proceedings of the Journess d'Etudes de la Division Physique Theorique. Aussois, March 1980, p. 11.
10. Захарьев Б.Н., Пустовалов В.В., Эфрос В.Д. ЯФ, 1968, 8, с. 406.
11. Базь А.И., Жуков М.В. ЯФ, 1972, 16, с. 60
12. Базь А.И. В кн.: Труды Международной школы по структуре ядра. ОИЯИ, Д-6465, Дубна, 1972, с. 7;
    Базь А.И., Жуков М.В. ЯФ, 1972, 16, с. 958.
13. Matveev V.A., Sorba P. Nuovo Cim.Lett., 1977, 20, p.145;
    Matveev V.A. In: Proc. CERN-JINR School of Physics. Hondo (Finland), 1981. Geneva, 1982, p. 306.
14. Lukyanov V.K., Titov A.I. In: Few Body Systems and Nuclear Forces. Ed. H.Zingl et al. Berlin, Heidelberg, New York, Springer-Verlag, 1978, vol.1, p. 397;
    De Tar C. Phys.Rev., 1978, D17, p. 323.
15. Бабуцидзе Т.Д. и др. ЯФ, 1981, 33, с. 1406.
16. Блохинцев Д.И. ЖЭТФ, 1957, 33, с. 1295.

17. Smirnov Yu.F., Tchuvilsky Yu.M. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1978, 4, L1.
18. Dubovik V.M., Obukhovsky I.T. Z.Phys.A.-Atoms and Nuclei , 1981, 299, p. 341.
19. Лукьянов В.К., Титов А.И. ЭЧАЯ, 1979, т.10, с. 815.
20. Burov V.V. et al. Z.Phys.A.-Atoms and Nuclei, 982, 306, p. 1491.
21. Orear J. Phys.Rev., 1978, D18, p. 2484.
22. Licht A.L., Pagnamenta A. Phys.Rev., 1970, D2, p. 1150.
23. Vento V. et al. Nucl.Phys., 1980, A345, p. 413.
24. Мусаханов М.М. ЯФ, 1981, 33, с. 810.
25. Reid R.V. Ann.Phys. (N.-Y.), 1968, v. 50, p. 411.
26. Lomon E., Feshbach H. Ann.Phys. (N.-Y.), 1968, 48, p. 94.
27. Обуховский И.Т. и др. ЯФ, 1980, т. 31, с. 516.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 декабря 1982 года.

Доркин С.М., Лукьянов В.К., Титов А.И. P2-82-913
Шестикварковые примеси в двухнуклонных системах

Развита модель, учитывающая связь многокваркового и нуклон-нуклонного каналов в ядрах. При этом взаимодействие в многокварковом канале задается парными кварк-кварковыми силами, а в нуклонном канале - феноменологическими силами. В качестве примера рассчитаны вероятность шестикварковой примеси в дейтроне и ширины шестикварковых резонансов в нуклон-нуклонном рассеянии. Обсуждается их соответствие величинам, извлекаемым из данных экспериментов по упругому ed -рассеянию, кумулятивным процессам и данным NN-рассеяния.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Dorkin S.M., Lukyanov V.K., Titov A.I. P2-82-913
Six-Quark Admixtures in Two-Nucleon Systems

The coupled-channel model for multiquark and nucleon-nucleon channels in nuclei is developed. The quark-quark forces and the nucleon-nucleon phenomenological interaction are used for calculations.

As an example, estimations of the probability for the six-quark admixture in a deuteron and of the widths of the six-quark resonances in the nucleon-nucleon scattering were done. These values are discussed and compared with those obtained from the corresponding experimental data on the ed-elastic scattering, cumulative processes and NN-scattering.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982