объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-84-725

Б.Г.Захаров,* Б.З.Копелиович

СПРАВЕДЛИВОСТЬ ГЛАУБЕРОВСКОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ ПРИ УЧЕТЕ КВАРКОВОЙ СТРУКТУРЫ ДЕЙТРОНА

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Институт физики Земли АН СССР, Москва

1984

1. Как известно, экспериментальные данные по рассеянию адронов высоких энергий на дейтроне хорошо описываются глауберовским приближением /ГП/[1], дополненным учетом неупругих перерассеяний[2,3]. В то же время ясно, что лежащие в основе ГП предположения о возможности описания дейтрона как нерелятивистской pn-системы и аддитивности эйконалов отдельных нуклонов теряют смысл для малых расстояний между нуклонами. Существенное перекрывание кварковых волновых функций /ВФ/ нуклонов в области NN-кора делает необходимым описывать pn-систему на расстояниях $R_{pn} \lesssim 0{,}5 \div 1$ фм единой шестикварковой ВФ. Важно также, что померон имеет сложную цветовую структуру и может быть связан сразу с несколькими кварками, даже если они принадлежат разным нуклонам.

В настоящее время при анализе взаимодействий нуклонов на малых расстояниях в рамках нерелятивистской кварковой модели широко используется метод резонирующих групп /МРГ/[4], в котором шестикварковая ВФ двух нуклонов записывается в виде /при учете одного NN-канала/[5,6]

$$\Psi_{NN}(1,\dots,6) = A^{-1}_{NN}\Big(1 - \sum_{\alpha=1}^{3}\sum_{\beta=4}^{6}\hat{P}_{\alpha\beta}\Big)\Psi_N(1,2,3)\,\Psi_N(4,5,6)\,F(R). \qquad /1/$$

Здесь $\hat{P}_{\alpha\beta}$ - оператор перестановки кварков, Ψ_N - кварковая ВФ нуклона, $F(R)$ - ВФ относительного движения трехкварковых кластеров, A_{NN} - нормировочный множитель. Учитывая в МРГ взаимодействие нуклонов вне области NN-кора за счет обменов π-, σ-мезонами, удается хорошо описать фазы низших парциальных волн для $T_{лаб.} \lesssim 0{,}5$ ГэВ и статические характеристики дейтрона[7,8]. Доминирующая роль в ВФ дейтрона антисимметризованного произведения кварковых ВФ протона и нейтрона в области NN-кора была подтверждена в работе[9] в рамках вариационного метода, с использованием всех возможных по цвету, спину и изоспину трехкварковых состояний в конфигурации S^3.

В данной работе мы исследуем влияние кварковой структуры дейтрона на амплитуду hd-рассеяния. Часть результатов, касающихся полного сечения, опубликована ранее[10]. Расчеты выполнены с кварковой ВФ дейтрона /1/, а также с ВФ более общего вида

$$\Psi_d(1,\dots,6) = \alpha\Psi_{NN}(1,\dots,6) + \beta\Psi_{S^6}(1,\dots,6),$$
$$\alpha^2 + 2\alpha\beta\langle\Psi_{S^6}|\Psi_{NN}\rangle + \beta^2 = 1. \qquad /2/$$

Ψ_{S^6} в /2/ описывает состояние типа шестикваркового мешка в конфигурации S^6. ВФ вида /2/ использовалась в работах [11,12] для описания электромагнитного формфактора дейтрона $F_d(q^2)$ при больших q^2.

Рассмотрим hd-рассеяние в двухглюонной модели померона /ДМП/ [13], в которой амплитуда упругого рассеяния связана с неупругими процессами за счет обмена глюоном между сталкивающимися адронами. Несмотря на очевидную упрощенность этой модели, предсказания ДМП хорошо согласуются с экспериментальными данными по адрон-адронным сечениям [14,15]. Важной особенностью ДМП является чувствительность амплитуды рассеяния к размеру адронов уже при рассеянии на угол ноль. В силу этого рассеяние адронов высоких энергий на дейтроне может быть чувствительно к виду шестикварковой ВФ дейтрона уже при малых переданных импульсах, в противоположность случаю ed-рассеяния, в котором кварковые эффекты, по-видимому, становятся существенны только при больших передачах импульса.

Амплитуда hd-рассеяния, вычисленная в ДМП, естественно, не включает глауберовское перерассеяние. Поэтому, рассматривая hd-рассеяние в ДМП, можно получить поправку, связанную с кварковой структурой дейтрона, только к члену однократного рассеяния в ГП. Член двухкратного рассеяния в ГП в основном связан с конфигурациями, в которых кварковые ВФ нуклонов не перекрываются, и для его расчета можно использовать ГП. В принципе, кварковые поправки к вкладу в амплитуду двухкратного рассеяния в ГП могут быть существенны при квадратах переданного импульса $q^2 \gtrsim 0{,}3 \div 0{,}4$ $(ГэВ/c)^2$, где этот вклад доминирует в амплитуде hd-рассеяния. Однако в этой области предсказания самого ГП неоднозначны ввиду неизвестной зависимости от переданных импульсов трехреджеонных вершин, которые необходимы для корректного расчета вклада неупругих перерассеяний. Наш анализ будет относиться к области $q^2 \lesssim 0{,}2$ $(ГэВ/c)^2$, в которой, с одной стороны, можно не учитывать кварковые поправки к члену двухкратного рассеяния, а с другой стороны оправдано использование в ней нерелятивистских кварковых ВФ нуклонов и дейтрона.

Расчеты [10] показали, что для ВФ /1/ кварковые поправки к амплитуде hd-рассеяния, вычисленной в ГП, малы, независимо от вида функции $F(R)$. В случае ВФ /2/ условие $|\sigma^{Gl}_{tot}(pd) - \sigma^{экс.}_{tot}(pd)| \gtrsim \Delta\sigma_Q(pd)$ /$\Delta\sigma_Q$ - поправка к σ^{Gl}_{tot}, связанная с кварковой структурой дейтрона/ позволяет оценить радиус шестикваркового мешка [10]. Использование ВФ /2/ может приводить к амплитуде hd-рассеяния, существенно отличающейся от результата ГП с той же ВФ $F(R)$ при $q^2 \sim 0{,}1 \div 0{,}2$ $(ГэВ/c)^2$. Однако отношение амплитуды hd-рассеяния, вычисленное в ДМП к электромагнитному формфактору дейтрона, мало отличается от отношения члена однократного рассеяния в ГП к электромагнитному формфактору дейтрона в случае представления дейтрона как pn-системы. Поэтому использование в ГП нуклонной ВФ дейтрона, описывающей $F_d(q^2)$, обеспечивает одно-

временно малость кварковых поправок к амплитуде hd-рассеяния при $q^2 > 0$.

2. Амплитуда рассеяния систем h_1, h_2 состоящих из n_1, n_2 кварков, описываемых нерелятивистскими ВФ, в ДМП имеет вид

$$T^{2g}_{h_1h_2}(\vec{q}) = \frac{i8\alpha_s^2 n_1 n_2}{9} s \int d^2\vec{k} \frac{V_1(\vec{q},\vec{k})V_2(\vec{q},\vec{k})}{[(\frac{\vec{q}}{2}+\vec{k})^2 + M_g^2][(\frac{\vec{q}}{2}-\vec{k})^2 + M_g^2]} . \qquad /3/$$

Здесь α_s - константа связи КХД, M_g - масса глюона, введенная для эффективного учета конфайнмента; функции $V_{1,2}(\vec{q},\vec{k})$ выражаются через кварковые ВФ следующим образом:

$$V_j(\vec{q},\vec{k}) = F_j(\vec{q}) - G_j(\vec{q},\vec{k}) ;$$

$$F_j(\vec{q}) = \langle\Psi_j|\exp(i\vec{q}\vec{r}_1)|\Psi_j\rangle ; \quad G_j(\vec{q},\vec{k}) = \langle\Psi_j|\hat{\Lambda}_j(\vec{q},\vec{k})|\Psi_j\rangle ; \qquad /4/$$

$$\Lambda_j(\vec{q},\vec{k}) = \frac{3}{16}(1-n_j)\lambda_1^a\lambda_2^a \exp[i(\frac{\vec{q}}{2}+\vec{k})\vec{r}_1 + i(\frac{\vec{q}}{2}-\vec{k})\vec{r}_2],$$

где λ^a - цветовые матрицы Гелл-Манна. При вычислении амплитуды hd-рассеяния в ДМП по формуле /3/ мы используем в качестве пространственных кварковых ВФ нуклонов и шестикваркового мешка ВФ осцилляторной модели

$$\phi_n(\vec{r}_1 \ldots \vec{r}_n) = A_n^{-1}\exp[-\frac{1}{2nR_n^2}\sum_{i>j}(\vec{r}_i - \vec{r}_j)^2], \quad A_n = (\pi R_n^2)^{3(A-1)/4} n^{3/4}, \qquad /5/$$

где n - число кварков. Для радиуса нуклона используем значение $R_N = R_3 = 0{,}8$ фм, а радиус S^6-состояния будем считать свободным параметром. Как было показано в [11], для конфигурации S^6 существует только одно шестикварковое состояние с квантовыми числами дейтрона. ВФ этого состояния в STC-пространстве /спин, изоспин, цвет/ можно записать в виде

$$\Psi^{STC}_{S^6}(1,\ldots,6) = A^{STC}_6 (1 - \sum_{\alpha=1}^{3}\sum_{\beta=4}^{6}\hat{P}_{\alpha\beta})\Psi^{STC}_N(1,2,3)\Psi^{STC}_N(4,5,6)F^{ST}_d ,$$

$$A^{STC}_6 = 10/3,$$

где Ψ^{STC}_N - ВФ нуклона в STC-пространстве, F^{ST}_d - нуклонная ВФ дейтрона в ST-пространстве. Пространственную часть функции $F(R)$ /обозначим ее $f(R)$ /, описывающую относительное движение кластеров в ВФ МРГ /1/, параметризуем в виде суммы гауссоид /пренебрежем вкладом D-волны в ВФ дейтрона/

$$f(R) = A_f^{-1}\sum_{i>1}^{N_{max}} z_i \exp(-\frac{R^2}{a_i^2}), \quad A_f = \pi^{3/4}[\sum_{i,j=1}^{N_{max}} z_i z_j (\frac{a_i^2 + a_j^2}{a_i^2 a_j^2})^{3/2}]^{1/2} . \qquad /6/$$

Для вычисления $V_d(q,k)$ достаточно рассчитать $G_d(q,k)$, так как в силу бесцветности дейтрона имеет место равенство

$$F_d(q) = G_d(q, \pm q/2). \qquad /7/$$

В случае ВФ /2/ $G_d(q,k)$ запишем в виде

$$G_d(q,k) = a^2 G^d_{11}(q,k) + 2a\beta G^d_{12}(q,k) + \beta^2 G^d_{22}(q,k),$$

$$G^d_{ij}(q,k) = \langle \Psi_j | \Lambda_d(q,k) | \Psi_i \rangle, \qquad /8/$$

где обозначено $\Psi_1 \equiv \Psi_{NN}$, $\Psi_2 = \Psi_{s6}$. Выражение, аналогичное /8/, имеет место также для амплитуды $T^{2g}_{hd}(q)$. Отметим, что в /1/, /8/ a, β считаются реальными, что допустимо, если гамильтониан шестикварковой системы реален. Основная часть гамильтониана, ответственная за конфайнмент, удовлетворяет этому условию. Небольшое отклонение относительной фазы a, β от нуля может быть связано только со спин-орбитальным и тензорным взаимодействиями кварков.

Используя /1/, /4/, для $G^d_{11}(q,k)$ получим

$$G^d_{11}(\vec q,\vec k) = A^{-2}_{NN} \langle \Psi_N(1,2,3)\,\Psi_N(4,5,6)\,F(R) | \hat\Lambda_d(\vec q,\vec k) - \sum_{a=1}^{3}\sum_{\beta=4}^{6}[\hat\Lambda_d(\vec q,\vec k)\hat P_{a\beta} + \hat P_{a\beta}\hat\Lambda_d(\vec q,\vec k)] + \sum_{a,\gamma=1}^{3}\sum_{\beta,\delta=4}^{6}\hat P_{a\beta}\hat\Lambda_d(\vec q,\vec k)\hat P_{\gamma\delta} | \Psi_N(1,2,3)\,\Psi_N(4,5,6)\,F(R)\rangle. \qquad /9/$$

После проведения в /9/ вычислений, связанных с ВФ в STC-пространстве, $G^d_{11}(\vec q,\vec k)$ может быть представлена в виде

$$G^d_{11}(\vec q,\vec k) = \sum_{i=1}^{9} C_i\, g^i_{11}(\vec q,\vec k), \qquad /10/$$

где

$$g^i_{11}(\vec q,\vec k) = A^{-2}_{NN}\int [\hat Q_i\,\phi_N(\vec r_1,\vec r_2,\vec r_3)\,\phi_N(\vec r_4,\vec r_5,\vec r_6)\,f(R)] \times [\hat R_i\,\phi_N(\vec r_1,\vec r_2,\vec r_3)\,\phi_N(\vec r_4,\vec r_5,\vec r_6)]\exp[i(\tfrac{\vec q}{2}+\vec k)\vec r_1 + i(\tfrac{\vec q}{2}-\vec k)\vec r_2] \times \delta(\tfrac{1}{6}\sum_{j=1}^{6}\vec r_j)\prod_{\ell=1}^{6} d^3\vec r_\ell, \qquad /11/$$

$$\{C_i\} = (10, -\tfrac{5}{27}, \tfrac{10}{27}, -\tfrac{5}{27}, \tfrac{20}{27}, -\tfrac{5}{27}, \tfrac{5}{27}, -\tfrac{10}{27}, \tfrac{10}{27}),$$

$$\{\hat Q_i\} = (1, 1, 1, \hat P_{14}, \hat P_{14}, \hat P_{24}, \hat P_{34}, \hat P_{14}, \hat P_{14}), \qquad /12/$$

$$\{\hat R_i\} = (1, \hat P_{36}, \hat P_{14}, \hat P_{25}, \hat P_{36}, \hat P_{25}, \hat P_{36}, \hat P_{24}, \hat P_{34}).$$

В результате интегрирования по $\vec r_3$ в /11/ с гауссовской параметризацией ВФ /5/, /6/ формула для $g^i_{11}(\vec q,\vec k)$ может быть записана в виде

$$g^i_{11}(\vec q,\vec k) = \sum_{n,m=1}^{N_{max}} \frac{z_n z_m 216}{A^4_N A^2_f A^2_{NN}} \int \exp\{ i(\tfrac{\vec q}{2}+\vec k)\vec r_1 + i(\tfrac{\vec q}{2}-\vec k)\vec r_2 - \sum_{a,\beta=4}^{6}(\vec r_a\vec r_\beta)A^i_{a\beta}(n,m) - 2\sum_{a=1}^{2}\sum_{\beta=4}^{6}(\vec r_a\vec r_\beta)C^i_{a\beta}(n,m) - \sum_{a,\beta=1}^{2}(\vec r_a,\vec r_\beta)a^i_{a\beta}(n,m)\}\, d^3\vec r_1 d^3\vec r_2 \prod_{\gamma=4}^{6} d^3\vec r_\gamma. \qquad /13/$$

Выражения для матриц $\hat A^i(n,m)$, $\hat C^i(n,m)$, $\hat a^i(n,m)$ приведены в Приложении. Выполняя в /13/ интегрирование по $\vec r_{1,2}$, $\vec r_{4\text{-}6}$, получим

$$g^i_{11}(\vec q,\vec k) = \sum_{n,m=1}^{N_{max}} K^i_{nm}\exp\{-\frac{1}{4|\hat b^i(n,m)|}[k^2 b^i_S(n,m) + \vec q^{\,2} b^i_P(n,m) + \vec q\vec k\, b^i_Q(n,m)]\},$$

где

$$K^i_{nm} = \frac{z_n z_m 216\pi^{15/2}}{A^4_N A^2_f A^2_{NN}\,|\hat A^i(n,m)|^{3/2}\,|\hat b^i(n,m)|^{3/2}},$$

$$b^i_{k\ell} = a^i_{k\ell} - \sum_{a,\beta=4}^{6} C^i_{ka}(\hat A^{-1})_{a\beta} C^i_{\ell\beta},$$

$$b^i_S = b^i_{11} + b^i_{22} + b^i_{12} + b^i_{21},\quad b^i_P = b^i_{11} + b^i_{22} - b^i_{12} - b^i_{21},\quad b^i_Q = b^i_{22} - b^i_{11}. \qquad /15/$$

Используя /3/, /4/, /7/, /10/, /14/ для $T^{hd}_{11}(q)$, получим

$$T^{hd}_{11}(\vec q) = is\frac{8\pi a^2_s}{9} n_h n_d \sum_{i=1}^{9}\sum_{n,m=1}^{N_{max}} K^i_{n,m} C_i\, J(\vec q, \hat b^i(n,m)), \qquad /16/$$

$$J(\vec q,\hat b) = \frac{1}{2}[\exp(-\frac{\vec q^{\,2} b_{11}}{4|\hat b|}) + \exp(-\frac{\vec q^{\,2} b_{22}}{4|\hat b|})]\Phi(0,0,\vec q) - \exp(-\frac{\vec q^{\,2} b_P}{4|\hat b|})\Phi(\frac{b_S}{4|\hat b|}, \frac{b_Q}{4|\hat b|}, \vec q). \qquad /17/$$

Здесь мы ввели функцию

$$\Phi(a,b,\vec q) = \frac{1}{\pi}\int \frac{V_h(\vec q,\vec k)\exp(-ak^2 - b\vec q\vec k)}{[(\frac{\vec q}{2}+\vec k)^2 + M^2_g][(\frac{\vec q}{2}-\vec k)^2 + M^2_g]}\, d^2\vec k. \qquad /18/$$

Для осцилляторной ВФ адрона h, $V_h(q,k)$ можно записать в виде

$$V_h(\vec{q},\vec{k}) = \exp(-\alpha\vec{q}^2) - \exp[-(\alpha - \beta/4)\vec{q}^2 - \beta\vec{k}^2]. \qquad /19/$$

Если $h = N$, то $\alpha = R_N^2/6$, $\beta = R_N^2/2$. Интегрирование по $\vec{k}$ в /18/ с использованием /19/ выполнялось на ЭВМ.

Простые вычисления показывают, что для $V_{22}^d(\vec{q},\vec{k})$ справедлива формула /19/ с $\alpha_{S^6} = \frac{5}{24}R_6$, $\beta_{S^6} = R_6/2$. Тогда $T_{22}^{hd}(q)$ имеет вид

$$T_{22}^{hd}(\vec{q}) = is\frac{8\pi\alpha_s^2}{9} n_h n_d \{\exp(-\alpha_{S^6}\vec{q}^2)\,\Phi(0,0,\vec{q}) - $$

$$- \exp[-\alpha_{S^6} - \beta_{S^6}/4)\vec{q}^2]\,\Phi(\alpha_{S^6},0,\vec{q})\}. \qquad /20/$$

Отметим, что из /20/ следует равенство $\sigma_{tot}(hS^6) = 2\sigma_{tot}(hN)$, если $R_6 = R_N$.

Расчет $T_{12}^{hd}(q)$ можно провести методом, аналогичным использованному при получении $T_{11}^{hd}(q)$. Опуская детали расчетов, приведем окончательный результат

$$T_{12}^{hd}(\vec{q}) = is\frac{8\pi\alpha_s^2}{9} n_h n_d \sum_{n=1}^{N_{max}} C' K_n J(\vec{q}, \hat{b}(n));$$

$$K_n = 216\pi^{15/2}\frac{|\hat{A}(n)|^{-3/2}\,|\hat{b}(n)|^{-3/2}}{A_6 A_6^{STC} A_f A_{NN} A_N^2}; \quad C' = 100/9. \qquad /21/$$

Формулы для матриц $\hat{A}(n)$, $\hat{C}(n)$, $\hat{a}(n)$ приведены в Приложении.

3. Численные расчеты проводились для случая $h = p$. Массу глюона мы положили равной массе пиона, что соответствует размеру адрона порядка 1 фм. Введение массы глюона позволяет избежать расходимости наклона дифракционного конуса $B(q^2)$ при $q^2 \to 0$, имеющей место в ДМП в случае $M_g = 0$ [14,15]. В качестве иллюстрации на рис.1 приведена зависимость B от q^2 для pp-рассеяния, вычисленная в ДМП при $M_g = m_\pi$. Расчет согласуется с экспериментальными

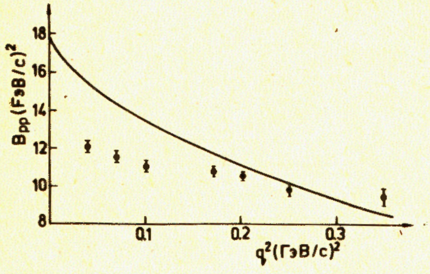


Рис.1. Зависимость параметра наклона $B_{pp}(q^2)$. Сплошная кривая – расчет в ДМП. Экспериментальные точки – работа [15].

данными при $P_{лаб} = 200$ ГэВ/с [15] с точностью около 20%. Это вполне достаточно, так как ДМП - это грубое приближение, не учитывающее даже зависимость B от энергии. Кроме того, нашей главной целью является оценка кварковых эффектов в амплитуде pd-рассеяния. Нормируя $\sigma_{tot}(pp)$, вычисленное в ДМП, на $\sigma_{tot}^{экс} = 39$ мбн, получаем значение константы связи $\alpha_s = 0{,}717$. Используя это значение α_s, вычислим $\Delta\sigma_Q(pd)$ по формуле

$$\Delta\sigma_Q(pd) = \sigma_{tot}^{2g}(pd) - 2\sigma_{tot}^{2g}(pN). \qquad /22/$$

При этом $\Delta\sigma_Q$, очевидно, зависит только от вида шестикварковой ВФ дейтрона в области NN-кора. Для случая ВФ /1/ с параметризацией $f(R)$ в формуле /6/ двумя гауссоидами с

$$z_1 = 1, \quad a_1 = 3{,}6 \text{ фм}, \quad z_2 = -1, \quad a_2 = 0{,}5 \text{ фм} \qquad /23/$$

/для $R \lesssim 2$ фм эта функция близка к нуклонной ВФ дейтрона для потенциала Рейда с мягким кором [17]/, получаем $\Delta\sigma_Q(pd) = -0{,}23$ мбн. С целью выяснения зависимости $\Delta\sigma_Q(pd)$ от вида функции $f(R)$ мы вычислим $\Delta\sigma_Q(pd)$, параметризуя $f(R)$ тремя гауссоидами с $z_1 = 1$, $a_1 = 3{,}6$ фм, $a_2 = 0{,}5$ фм, $a_3 = 0{,}25$ фм и $-3 < z_2$, $z_3 < 1$. При этом получается $\Delta\sigma_Q(pd) = -0{,}02 \div -0{,}027$ мбн. Таким образом, кварковые поправки к $\sigma_{tot}(hd)$ для ВФ /1/ оказываются малы, слабо зависят от вида функции $f(R)$.

Результаты расчетов $\Delta\sigma_Q(pd)$ для ВФ /2/, с использованием для $f(R)$ параметров /23/, в зависимости от R_6 и β приведены на рис.2. Как видно, при некоторых значениях β и R_6 поправка $\Delta\sigma_Q(pd)$ может быть весьма значительна. Интересно, что при $R_6 = R_N$ $\Delta\sigma_Q(pd)$ мало и почти не зависит от β. На рис.3 показана область значений параметров β и R_6, для которых $|\Delta\sigma(pd)| < 0{,}4$ мбн. Это ограничение на $\Delta\sigma_Q(pd)$ представляется разумным, так как результаты расчетов $\sigma_{tot}(pd)$ в ГП с учетом неупругих перерассеяний согласуются с экспериментом с точностью $0{,}3 \div 0{,}5$ мбн [18]. Из рис.3 видно, что при $\beta^2 \gtrsim 0{,}02$ можно получить оценки

$$R_6 \approx \begin{cases} 0{,}7 \div 0{,}9 \text{ фм}, & \beta > 0, \\ 0{,}5 \div 0{,}95 \text{ фм}, & \beta < 0. \end{cases} \qquad /24/$$

Отметим, что полученные оценки размера S^6-состояния согласуются с размером S^6-состояния, вычисленным в модели MIT [19]. Действительно, легко показать, что среднеквадратичный радиус S^6-состояния в модели MIT /при $R_{S^6}^{bag} = 1{,}32$ фм [19]/ совпадает со среднеквадратичным радиусом нерелятивистского S^6-состояния при $R_6 \approx 0{,}87$ фм.

Кривые для зависимости $\Delta\sigma_Q$ от β на рис.2 не симметричны относительно $\beta = 0$, что говорит о большом вкладе в амплитуду интерференционного члена $2\alpha\beta T_{12}^{pd}(q)$. В связи с этим отметим, что при $R_N = 0{,}8$ фм, выбранном в соответствии с экспериментальным

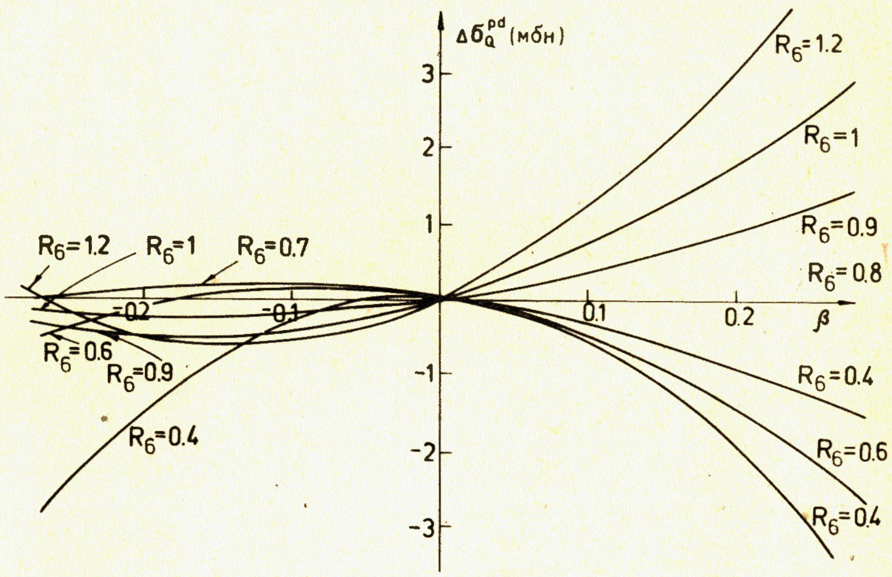


Рис.2. Зависимость $\Delta\sigma_Q$ (pd) от β при разных значениях R_6.

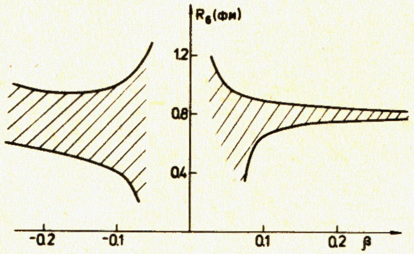


Рис.3. Область значений β и R_6, для которых $|\Delta\sigma_Q(\mathrm{pd})| \lesssim 0,4$ мбн.

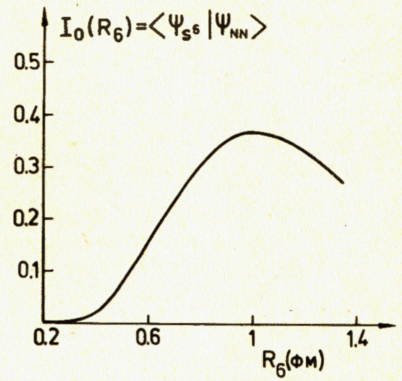


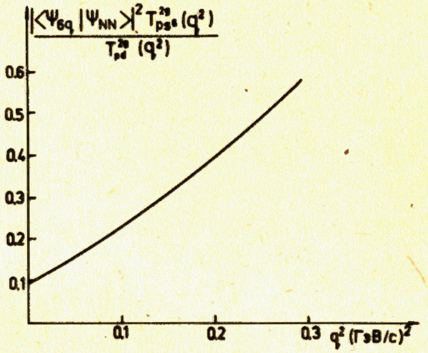
Рис.4. Интеграл перекрытия $\langle\Psi_{s^6}|\Psi_{NN}\rangle$ в зависимости от R_6.

значением зарядового радиуса протона $\langle R_p^2\rangle^{1/2} \approx 0,8$ фм, ВФ Ψ_{s6} и Ψ_{NN} являются существенно неортогональными. Это видно из рис.4, на котором приведена зависимость от R_6 интеграла перекрывания $I_0 = \langle\Psi_{s6}|\Psi_{NN}\rangle$, вычисленного с параметрами /23/ для f(R). В ряде работ по анализу поведения $F_d(q^2)$ при больших q^2 в кварковой модели использовалось значение $R_N \approx 0,4$ фм /11,12,20/. При этом роль интерференции Ψ_{s6} и Ψ_{NN} оказывалась невелика. Несоответствие

Рис.5. Отношение

$$\frac{|\langle\Psi_{s6}|\Psi_{NN}\rangle|^2 T^{2g}_{ps6}(q^2)}{T^{2g}_{pd}(q^2)}$$

в зависимости от q^2.



кваркового радиуса нуклона зарядовому радиусу протона объяснялось в /11,12,20/ наличием π-мезонной "шубы" вокруг нуклона.

Расчеты $T^{2g}_{pd}(q)$ для $q^2 \neq 0$ в случае ВФ /1/ с рейдовской ВФ f(R) показали, что при $q^2 \leq 0,2$ (ГэВ/с)^2 отличие этой амплитуды от результата импульсного приближения, полученного с той же ВФ f(R), не превышает 5%. Отметим, что сам вклад в $T^{2g}_{pd}(q^2)$ области NN-кора в ВФ /1/ не является малым. Для иллюстрации этого факта на рис.5 приведена q^2 зависимость отношения $|\langle\Psi_{s6}|\Psi_{NN}\rangle|^2 T^{2g}_{ps6}(q^2)$ к $T^{2g}_{pd}(q^2)$ для $R_6 = 0,8$ фм. Как видно при $q^2 \approx 0,2$ (ГэВ/с)^2 это отношение составляло ~0,4. Поэтому ясно, что корректную оценку амплитуды hd-рассеяния можно получить только используя полную кварковую ВФ дейтрона. Результаты наших расчетов амплитуды pd-рассеяния в ДМП для ВФ /1/ аналогичны результатам расчетов $F_d(q^2)$, выполненным в работе /20/, в которой было показано, что ВФ /1/ приводит лишь к малым неаддитивным кварковым вкладам в $F_d(q^2)$.

При расчете $T^{2g}_{pd}(q^2)$ для $q^2 \neq 0$ с ВФ /2/ мы положили $R_6 = 0,8$ фм, учитывая оценки /24/ для радиуса S^6-состояния и расчеты в модели MIT /19/. Расчеты показывают, что включение S^6-состояния может приводить к существенному отличию $T^{2g}_{pd}(q^2)$ от результата импульсного приближения с той же функцией f(R). Однако при этом существенно меняется и $F_d(q^2)$, в формулах же ГП естественно использовать нуклонную ВФ, описывающую данные по ed-рассеянию. Поэтому представляет интерес не отличие $T^{2g}_{pd}(q^2)$ от результата импульсного приближения, полученного с той же ВФ f(R), а отклонение отношения $\xi = T^{2g}_{pd}(q^2)/F_d(q^2)$ от $\xi_0 = T^{2g}_{pN}(q^2)/F_p(q^2)$. Ясно, что $\xi = \xi_0$, если рассматривать дейтроны как pn-систему.

Расчеты показывают, что $|\xi-\xi_0|/\xi_0 \leq 0,01$ при $q^2 \leq 0,2$ (ГэВ/с)^2 и $\beta^2 \leq 0,1$ как для рейдовской ВФ дейтрона с мягким кором, так и для гауссовской ВФ дейтрона, вообще не учитывающей NN-кор. Таким образом, если использовать в формулах ГП нуклонную ВФ дейтрона, описывающую данные по ed-рассеянию, то эта ВФ должна давать правильные результаты для амплитуды hd-рассеяния, вычисленной в ГП.

4. Основными результатами настоящего анализа pd-рассеяния в ДМП с учетом кварковой структуры дейтрона являются следующие:

1/ ВФ дейтрона вида /1/ приводит к малым отклонениям в амплитуде pd-рассеяния от результата ГП при $q^2 \lesssim 0{,}2$ ГэВ/с^2. Поправка $\Delta\sigma_Q(pd)$ оказывается существенно меньше теневой глауберовской поправки.

2/ Для кварков ВФ дейтрона вида /2/ $\Delta\sigma_Q(pd)$ может превышать теневую глауберовскую поправку при некоторых значениях параметров β и R_6. Условие $|\sigma^{Gl}_{tot}(pd) - \sigma^{экс}_{tot}(pd)| \geq \Delta\sigma_Q(pd)$ позволяет оценить радиус S^6-состояния если $\beta^2 \gtrsim 0{,}02$.

3/ Формулы ГП должны правильно описывать pd-рассеяние при $q^2 \leq 0{,}2$ (ГэВ/с)^2, если использовать нуклонную ВФ дейтрона, описывающую данные по ed-рассеянию, даже в том случае, если истинная кварковая ВФ дейтрона содержит примесь S^6-состояния с $\beta^2 \lesssim 0{,}1$.

Таким образом, в целом можно сделать вывод, что хорошее согласие ГП с экспериментом находит естественное объяснение, если только в кварковой ВФ дейтрона не присутствует с заметной вероятностью состояние типа шестикваркового мешка со среднеквадратичным радиусом, существенно отличным от среднеквадратичного радиуса S^6-состояния с $R_6 \approx 0{,}8$ фм.

В данной работе в качестве ВФ шестикваркового мешка использовалась ВФ S^6-состояния. Имеются указания, что важную роль во взаимодействии нуклонов на малых расстояниях играют также состояния с конфигурацией S^4P^2 /21-23/. Однако ситуация с включением в ВФ дейтрона состояния шестикваркового мешка в настоящее время далеко не ясна, так как динамических расчетов ВФ дейтрона с учетом S^6 и S^4P^2 состояний не проводилось. Следует отметить, что в ВФ /1/ уже содержатся состояния с конфигурацией S^4P^2, поэтому отдельное включение $\Psi_{S^4P^2}$ в ВФ /2/, по-видимому, не приведет к качественно отличным результатам по сравнению с результатами данной работы. Обобщение полученных формул на случай с включением $\Psi_{S^4P^2}$ представляет, однако, интерес в связи с возможным дифракционным рождением узких дибарионных резонансов типа обнаруженных в работе /24/ в реакции $hd \to h(pn)$ с $M_{pn} = 2{,}020$ и 2,130 ГэВ. Действительно, ВФ дибарионного резонанса с массой ≈ 2 ГэВ должна описываться линейной комбинацией ВФ Ψ_{S^6} и $\Psi_{S^4P^2}$, примерно ортогональной кварковой ВФ дейтрона. При этом из-за цветовой структуры померона естественным образом возникает амплитуда $hd \to hd^*$ /уже при $q_T = 0$/, связанная с возможностью переходов $S^6 \to S^4P^2$ при обмене парой глюонов с налетающим адроном.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Выражения для матричных элементов матриц $\hat{A}^i$, $\hat{C}^i$, $\hat{a}^i$ /индекс i = 10 соответствует случаю интерференционного члена T_{12}/ через параметры ВФ приведены в таблице. Принятые следующие сокращения

$S_1 = 8a + b + c$; $S_2 = 2a + b + c$; $S_3 = 6a$; $S_4 = 10a + b$; $S_5 = 4a + b$;

$S_6 = 10a + c$; $S_7 = 4a + c$; $U_1 = 2d + 4a + c$; $U_2 = d + a + c$; $U_3 = d + 3a$,

где $a = (6R_3^2)^{-1}$; $b = 4/(9a_n^2)$; $c = 4/(9a_m^2)$; $d = (2R_6^2)^{-1}$.

Таблица

эл-т	I	2	3	4	5	6	7	8	9	I0
A_{44}	S_1	S_4	S_4	S_6	$2S_3$	S_6	S_4	$2S_3$	S_6	U_1
A_{45}	S_2	S_5	S_5	S_3	S_3	S_3	S_3	S_3	S_3	U_2
A_{46}	S_2	S_5	S_5	S_7	S_3	S_7	S_3	S_3	S_3	U_2
A_{55}	S_1	S_4	S_1	S_4	S_4	S_4	$2S_3$	S_1	S_4	U_1
A_{56}	S_2	S_5	S_2	S_5	S_5	S_5	S_3	S_2	S_5	U_2
A_{66}	S_1	S_1	S_1	S_1	S_1	S_1	S_6	S_1	S_4	U_1
C_{14}	S_3	S_3	S_3	S_3	S_3	S_3	S_5	S_3	S_7	U_3
C_{15}	S_3	S_3	S_7	S_5	S_5	S_3	S_3	S_5	S_5	U_3
C_{16}	S_3	S_7	S_7	S_5	S_2	S_3	S_7	S_5	S_5	U_3
C_{24}	S_3	S_3	S_3	S_7	S_3	S_7	S_5	S_3	S_7	U_3
C_{25}	S_3	S_3	S_3	S_3	S_3	S_5	S_3	S_7	S_3	U_3
C_{26}	S_3	S_7	S_3	S_7	S_7	S_2	S_7	S_7	S_3	U_3
a_{11}	$2S_3$	S_6	S_6	S_4	S_1	$2S_3$	S_1	S_4	S_1	$2U_3$
a_{12}	S_3	S_7	S_3	S_3	S_7	S_3	S_2	S_3	S_7	U_3
a_{22}	$2S_3$	S_6	$2S_3$	S_6	S_6	S_1	S_2	S_6	S_6	$2U_3$

ЛИТЕРАТУРА

1. Глаубер Р. УФН, 1971, 103, с.641.
2. Pumplin J., Ross M. Phys.Rev.Lett., 1968, 21, p.1778.
3. Грибов В.Н. ЖЭТФ, 1969, 56, с.892.
4. Wheeler J.A. Phys.Rev., 1937, 52, 1082, p.1107.
5. Oka M., Yazaki K. Progr.Theor.Phys., 1981, 66, p.556,572.
6. Toki H. Z.Phys., 1980, A294, p.173.
7. Oka M., Yazaki K. Nucl.Phys., 1983, A402, p.477.
8. Faessler A.,Fernandez F. Phys.Lett., 1983, 124B, p.145.
9. Maltman K., Isgur N. Phys.Rev., 1984, D29, p.952.
10. Kopeliovich B.Z., Zakharov B.G. JINR, E2-83-704, Dubna, 1983.
11. Кобушкин А.П. ЯФ, 1978, 28, с.495.
12. Burov V.V. et al. Z.Phys., 1982, A306, p.149.
13. Low F.E. Phys.Rev., 1975, D12, p.163.
14. Gunion J.F., Soper D.E. Phys.Rev., 1977, D15, p.2617.
15. Левин Е.М., Рыскин М.Г. ЯФ, 1981, 34, с.1441.
16. Goulianos K. Phys.Rep., 1983, 101, p.184.
17. Reid R.V. Ann.Phys., 1968, 50, p.411.
18. Khoze V.A. et al. Nucl.Phys., 1977, B124, p.539.
19. Aerts A.T.M., Mulders P.J.G., deSwart J.J. Phys.Rev., 1978, D17, p.260.
20. Обуховский И.Т., Ткаля Е.В. ЯФ, 1982, 35, с.288.
21. Obukhovsky I.T. et al. Phys.Lett., 1979, 88B, p.231.
22. Harvey M. Nucl.Phys., 1981, A352, 301, p.326.
23. Обуховский И.Т. ЯФ, 1983, 37, с.27.
24. Siomiarezuk T., Stepaniak J., Zielinski P. Phys.Lett., 1983, 128B, p.367.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 ноября 1984 года.

Захаров Б.Г., Копелиович Б.З. P2-84-725

Справедливость глауберовского приближения при учете кварковой структуры дейтрона

Вычислены поправки к амплитуде упругого адрон-дейтронного рассеяния, обусловленные кварковой структурой дейтрона. Для померона использовано двухглюонное приближение, хорошо описывающее данные по адрон-адронному рассеянию. Показано, что глауберовское приближение, дополненное неупругими поправками, хорошо описывает данные по полному и дифференциальному сечениям pd -рассеяния, если примесь состояния типа шестикваркового мешка в волновой функции дейтрона мала /$\lesssim 2\%$/ или осцилляторный параметр S^6-состояния $R_6 \approx 0{,}8$ фм.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод авторов

Zakharov B.G., Kopeliovich B.Z. P2-84-725

Validity of the Glauber Approximation Taking into Account the Deuteron Quark Structure

The corrections to hadron-deuteron elastic scattering amplitude due to the deuteron quark structure are calculated in the framework of the double gluon model for the Pomeron. It is shown that one obtains a good description of the total and differential pd cross sections if the six quark bag contribution to the deuteron wave function is small ($\lesssim 2\%$) or if the oscillatory parameter of the S^6 state is $R_6 \approx 0.8$ fm.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984