

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-87-776

Г.В.Ефимов, М.А.Иванов, В.Е.Любовицкий*

СИЛЬНЫЕ ФОРМФАКТОРЫ НУКЛОНА
И Δ -ИЗОБАРЫ
В МОДЕЛИ КОНФАЙНИРОВАННЫХ КВАРКОВ

Направлено в журнал "Few Body"

*

Томский государственный университет

1987

I. Введение

Нуклон-нуклонное взаимодействие играет фундаментальную роль в ядерной физике как основополагающий элемент микроскопического понимания природы ядерных сил. В настоящее время можно считать установленным ^{/1/}, что на больших расстояниях ($z \geq 1,5 \div 2$ фм) основной вклад в NN -взаимодействие дает однопионный обмен. В промежуточной области ($0,5 < z < 1,5 \div 2$ фм) начинают играть роль обмены более тяжелыми мезонами ($\rho, \omega, \zeta, S^*, \delta, \epsilon$), а также двухбозонные обмены. Во внутренней области ($z \leq 0,5$ фм), т.е. на расстояниях, меньших или порядка радиуса нуклона, представление о NN -взаимодействии, основанное на бозонных обменах, в непосредственном виде неприменимо - необходимо учитывать так называемый ядерный кор. Природа ядерного кора пока не совсем ясна, хотя из современных представлений следует, что он обусловлен главным образом кварковой структурой нуклона.

Эмпирические данные по сдвигам фаз нуклон-нуклонного рассеяния до энергий $E_{\text{яд}} \approx 300$ МэВ с хорошей точностью описываются в моделях, основанных на одно- и двухбозонных обменах с учётом виртуальной Δ (1230)-изобары ^{/2/}. В этих моделях обмен мезонами описывается обычными локальными пропагаторами, а внутренняя структура нуклона, обусловленная кварками и другими тяжелыми составляющими, учитывается феноменологическим образом путем введения опытных мезон-нуклонных формфакторов вида

$$\frac{G_{MNN}^2(q^2)}{4\pi} = \frac{G_{MNN}^2(m_M^2)}{4\pi} \left[\frac{\Lambda_M^2 - m_M^2}{\Lambda_M^2 - q^2} \right]^{n_M}, \quad (I.1)$$

где m_M - масса мезона, q - импульс мезона, Λ_M - параметр обрезания ($\Lambda_M = 1,2 \div 1,5$ ГэВ).

Сильные мезон-барионные формфакторы (I.1) используются также при описании нуклон-нуклонной аннигиляции ^{/3/}. Формфакторы вводятся в значительной мере произвольно и выбираются из условий наилучшего описания экспериментальных данных.

Таким образом, NN -взаимодействие на расстояниях $0,4 \div 1,5$ фм представляет собой довольно сложное переплетение сил, обусловленных обменом не только мезонами, но и кварками. С точки зрения современного представления, NN -взаимодействие происходит на тех же расстояниях, на которых осуществляется конфайнмент кварков и любых других цветных состояний и возникают стабильные бесцветные состояния адроны. В принципе, квантовая хромодинамика (КХД) как фундаментальная теория сильных взаимодействий должна дать полное описание всех этих

явлений, однако она пока не в состоянии дать количественное описание процессов в пределе большой хромодинамической константы связи. Поэтому были разработаны разнообразные модели, в которых на основе того или иного предположения о кварковой структуре нуклона сделаны попытки обосновать феноменологические подходы.

Можно сказать, что общепринятой является следующая физическая картина NN -взаимодействия. На расстояниях z , меньших некоторого характерного масштаба ($z < \delta \sim 1$ фм), два нуклона теряют свою индивидуальность и проявляют себя как шестикварковый мешок. Такое состояние описывается в потенциалах введением феноменологического ко-ра. На расстояниях $z > \delta$ NN -взаимодействие обусловлено обменом различными мезонами между нуклонами, представляющими собой два трехкварковых мешка.

Описанию ко-ра посвящено довольно много работ ^{/4-7/}. Условно их можно разделить на два класса. Во-первых, модели, в основу которых положен шестикварковый мешок, представляющий собой сферически-симметричную яму с находящимися в ней кварками. В работе ^{/4/} было показано, что в этом случае возникают цветные аналоги ван-дер-ваальсовских сил, что противоречит экспериментальным данным. В работе ^{/5/} проведено вычисление энергии деформации двух MIT-мешков за счет обмена глюонами. Возникает мягкий отталкивательный кор на малых расстояниях за счет цветного магнетизма, а в средней области ($z \sim 1$ фм) - притяжение за счет цветных электрических сил.

Во-вторых, имеются феноменологические модели ко-ра ^{/6,7/}, которые учитывают дискретные уровни энергии в шестикварковом мешке. Приводятся аргументы, что потенциал, соответствующий переходу двух нуклонов шестикварковый мешок, имеет резкое поведение в конфигурационном пространстве. На расстояниях $z > \delta$ используется стандартный потенциал однобозонного обмена, а сильные мезон-нуклонные формфакторы вычисляются из различных моделей мешков ^{/8,9/}.

Таким образом, описание NN -взаимодействия в кварковых моделях является двухфазным: на малых расстояниях два нуклона представляются в виде шестикваркового мешка, а на больших расстояниях имеет место однобозонный обмен с учётом кварковой структуры нуклона. Су-ществует, что переход одной фазы в другую не описывается динамически, а носит хотя и физически наглядный, но рецептурный характер. Кроме этой принципиальной трудности перечисленные модели содержат достаточно много свободных параметров (характеристика мешка, параметры, определяющие переход из одной фазы в другую, одна из констант мезон-нуклонного взаимодействия и т.д.).

Целью данной работы является получение сильных мезон-барионных

формфакторов в модели конфаймированных кварков (МКК) /10/. Модель основана на определенном представлении об адронизации и конфайнменте кварков. В этой модели адронизация кварков понимается как переход к коллективным бесцветным объектам в лагранжиане КХД, а конфайнмент кварков реализуется как определенный способ усреднения кварковых диаграмм по вакуумным глюонным полям. Параметрами модели являются массы кварков и размер области конфайнмента.

Модель позволяет с единой точки зрения описывать сильные, слабые и электромагнитные взаимодействия адронов. Проведенные расчеты /10-13/ различных физических процессов мезонной физики позволяют сказать, что модель правильно передает кварковую структуру адронов при низких энергиях.

Описание физики нуклона как трехкварковой системы нуклон-нуклонного взаимодействия не требует дополнительных физических предположений и может быть проведено последовательным образом с теми же параметрами, что и в мезонной физике.

Основой описания физических эффектов в МКК являются лагранжианы взаимодействия адронов с кварками. В случае нуклона существуют два независимых лагранжиана - векторный и тензорный. В работе /13/ нами использовался лишь один тензорный вариант взаимодействия.

В данной работе мы рассматриваем оба лагранжиана взаимодействия для нуклона. Кроме того, построен лагранжиан взаимодействия Δ -изобары с кварками и показано, что он имеет единственную форму.

Исходя из данных лагранжианов вычислены основные статические характеристики нуклона: магнитные моменты, электромагнитные радиусы, отношение G_A/G_V в β -распаде нейтрона, ширина распада $\Delta \rightarrow p\pi$, значения сильных мезон-барионных формфакторов в нуле. Получена зависимость электромагнитных и сильных формфакторов для пространственноподобных значений переданного импульса. Наши результаты находятся в удовлетворительном согласии с экспериментом для наблюдаемых величин и с феноменологическими формфакторами в случае сильных мезон-нуклонных формфакторов.

2. Кварковая структура адронов в модели конфаймированных кварков

В МКК адроны взаимодействуют друг с другом не непосредственно, а путем обмена кварками. Поэтому основой динамического описания физических процессов в МКК являются лагранжианы взаимодействия адронов с кварками. Явная форма лагранжианов должна следовать из фундаментальной теории сильных взаимодействий, т.е. КХД. Поскольку в настоящее время КХД ещё не в состоянии ответить на этот вопрос, будем выбирать лагранжианы, руководствуясь следующими принципами.

Лагранжианы сильных взаимодействий инвариантны относительно C -, P - и T -преобразований, а также группы $SU(3)$ сильных взаимодействий.

Лагранжианы выбираются в простейшей форме без производных или с наименьшим возможным порядком производных в случае частиц с высшими спинами. Это означает, что кварки в нерелятивистском пределе находятся в состояниях с наименьшим орбитальным моментом.

В частности, лагранжианы взаимодействия мезонов /10/ $\pi, \rho, \delta, \eta, \eta', \omega, \phi$ с кварками имеют вид

$$\mathcal{L}_I^M = \frac{g_M}{\sqrt{2}} \bar{q} \Gamma_M \hat{M} q, \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_P &= i\gamma^5, \quad \Gamma_S = I, \quad \Gamma_V = \gamma^\mu, \\ \hat{P} &= \vec{\pi} \cdot \vec{\tau} + (\eta' \cos \delta_P - \eta \sin \delta_P) I, \quad \delta_P = \theta - \theta_T \approx -46^\circ, \\ \hat{V} &= \vec{\rho} \cdot \vec{\tau} + \omega \cdot I; \quad \hat{S} = \vec{\sigma} \cdot \vec{\tau} + \phi \cdot I. \end{aligned}$$

Лагранжиан, описывающий взаимодействие нуклона с тремя кварками, должен быть симметричен относительно перестановки кварковых полей. Существуют две независимые формы лагранжиана без производных, удовлетворяющих условию симметрии:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_N &= \mathcal{L}_{NT} + \mathcal{L}_{NV}, \\ \mathcal{L}_{NI} &= g_{NI} \bar{N}_j R_j^I \cdot q_{j_1}^{a_1} q_{j_2}^{a_2} q_{j_3}^{a_3} \varepsilon^{a_1 a_2 a_3} + \text{с.с.} \end{aligned} \quad (2.2)$$

Здесь $I = T, V$; $j = (a, m)$,
 a, α, m - цветные, спинорные и изоспинные индексы соответственно,

$$N_j = N_{\alpha m} = \begin{bmatrix} p^\alpha \\ n^\alpha \end{bmatrix}, \quad q_j^a = \begin{bmatrix} u^a \\ d^a \end{bmatrix}.$$

Матрицы R_j^I имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} R_{j_1, j_2, j_3}^T &= 6 g^{\alpha \beta \gamma} \delta^{m_1 m_2 m_3} (\sigma^\alpha)^{\alpha_2 \alpha_3} + \\ &+ 6 (\gamma^5)^{\alpha \beta \gamma} \delta^{m_1 m_2 m_3} (\sigma^\alpha)^{\alpha_2 \alpha_3} + \\ &+ (\sigma^{\mu\nu})^{\alpha \beta \gamma} \delta^{m_1 m_2 m_3} (\sigma^\alpha)^{\alpha_2 \alpha_3}, \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$R_{j_1 j_2 j_3}^V = 2g^{d_1 d_2} \delta^{m m_1} \tau_2^{m_2 m_3} (C\gamma^5)^{d_2 d_3} - \\ - 2(\gamma^5)^{d_1 d_2} \delta^{m m_1} \tau_2^{m_2 m_3} C^{d_2 d_3} - \\ - (\gamma^\mu)^{d_1 d_2} \delta^{m m_1} \tau_2^{m_2 m_3} (C\gamma^\mu \gamma^5)^{d_2 d_3} + \\ + (\gamma^\mu \gamma^5)^{d_1 d_2} \tau_2^{m m_1} (\tau_2^{\vec{e}})^{m_2 m_3} (C\gamma^\mu)^{d_2 d_3}.$$

В терминах изотопических полей (протон, нейтрон, u - и d - кварки) лагранжианы записываются в виде

$$\mathcal{L}_{NT} = g_{NT} \{ (\bar{p} Q_T(u, d)) - (\bar{n} Q_T(d, u)) \}, \\ \mathcal{L}_{NV} = g_{NV} \{ (\bar{p} Q_V(u, d)) - (\bar{n} Q_V(d, u)) \}, \quad (2.4)$$

где

$$Q_T(u, d) = -6i \epsilon^{\mu\nu} \gamma^5 d^{a_1} u^{a_2} C \epsilon^{\mu\nu} u^{a_3}, \\ Q_V(u, d) = -6i \gamma^\mu \gamma^5 d^{a_1} u^{a_2} C \gamma^\mu u^{a_3}.$$

Таким образом, в лагранжиане взаимодействия нуклона с кварками имеются две независимые формы кварковых токов: тензорная Q_T и векторная Q_V .

Заметим, что в расчётах методом правил сумм КХД/14/ используется главным образом векторный ток Q_V , однако сколько-нибудь убедительное обоснование такого выбора отсутствует.

Лагранжиан взаимодействия Δ -изобар с кварками имеет единственную форму

$$\mathcal{L}_\Delta = ig_\Delta \bar{\Delta}_{\mu\lambda}^{K_1 K_2 K_3} \Gamma_{\{d_i\}}^\mu q_{d_1}^{K_1} q_{d_2}^{K_2} q_{d_3}^{K_3} \epsilon^{a_1 a_2 a_3} + \text{с.с.} \quad (2.5)$$

где $\Delta^{111} = \Delta^{++}$, $\Delta^{112} = \frac{1}{\sqrt{3}} \Delta^+$, $\Delta^{122} = \frac{1}{\sqrt{3}} \Delta^0$, $\Delta^{222} = \Delta^-$,

$$\Gamma_{\{d_i\}}^\mu = g^{d_1 d_2} (C\gamma^\mu)^{d_2 d_3} - \frac{1}{2} \gamma_\beta^{d_1 d_2} (C\gamma^\beta \gamma^\mu)^{d_2 d_3}.$$

Поле $\Delta_\mu(x)$ удовлетворяет уравнению Рариты - Швингера с дополнительными условиями

$$\gamma^\mu \Delta_\mu(x) = \partial^\mu \Delta_\mu(x) = 0.$$

* Взаимодействие между адронами описывается матрицей рассеяния

$$S = \int d\sigma_{vac} \cdot T \exp \left\{ i \int dx [\mathcal{L}_M + \mathcal{L}_N + \mathcal{L}_\Delta] \right\}. \quad (2.6)$$

Хронологическое упорядочение в (2.6) понимается как обычное выковое T -произведение для адронных и кварковых полей, причем пропагатор кваркового поля имеет вид

$$S(x_1 x_2 | B_{vac}) = \langle 0 | T(q(x_1) \bar{q}(x_2)) | 0 \rangle = (m_q - \hat{p} - \hat{B}_{vac})^{-1} \delta(x_1 - x_2). \quad (2.7)$$

Здесь m_q - масса кварка, B_{vac} - вакуумное глюонное поле, $d\sigma_{vac}$ - индефинитная мера интегрирования по вакуумному полю. После перехода к нормальному упорядочению в (2.6) следует положить кварковые поля равными нулю.

Мера $d\sigma_{vac}$ определяется таким образом, чтобы обеспечить выполнение следующих двух условий. Во-первых, обеспечить конфайнмент кварков, т.е. гарантировать отсутствие особенностей в матричных элементах S - матрицы (2.6), связанных с рождением кварков. Во-вторых, добиться ультрафиолетовой сходимости интегралов, определяющих матричные элементы.

Первый анзац модели состоит в том, что усреднение проводится по каждому цвету независимо:

$$d\sigma_{vac} = \prod_{a=1}^3 d\sigma_{vac}^a, \quad \int d\sigma_{vac}^a = 1. \quad (2.8)$$

Второй анзац модели заключается в том, что усреднение по мере $d\sigma_{vac}$ можно заменить однократным интегралом

$$\int d\sigma_{vac} S(x, y | B_{vac}) = \int d\sigma_\lambda S_\lambda(x, y), \quad (2.9)$$

где

$$S_\lambda(x, y) = \int \frac{dp}{(2\pi)^4} e^{-ip(x-y)} \frac{1}{m_q - \hat{p} + i\mathcal{L}_q}.$$

Параметр \mathcal{L}_q , имеющий размерность массы, характеризует область конфайнмента кварков. В результате для матричных элементов физических процессов имеем следующие выражения:

I. Мезонная h - точечная вершина:

$$\int d\sigma_\lambda = dx_1 \dots dx_n M(x_1) \dots M(x_n) \times$$

$$\times \text{tr} \left[\Gamma_1 S_\lambda(x_1-x_2) \Gamma_2 S_\lambda(x_2-x_3) \dots \Gamma_n S_\lambda(x_n-x_1) \right]. \quad (2.10)$$

2. Мезон-барионная вершина:

$$\int d\sigma_\lambda \int dx_1 \int dx_2 \int dx_3 \bar{B}(x_1) \Gamma_1 S_\lambda(x_1-x_2) \Gamma_2 M(x_3) \times$$

$$\times S_\lambda(x_3-x_2) \Gamma_3 B(x_2) \text{tr} \left[\int d\sigma_{\lambda_2} S_{\lambda_2}(x_1-x_2) \Gamma_4 \int d\sigma_{\lambda_3} S_{\lambda_3}(x_2-x_1) \Gamma_5 \right]. \quad (2.11)$$

Анализ конфайнмента состоит в определении аналитической структуры меры $d\sigma_\lambda$.

$$\int d\sigma_\lambda \frac{1}{m_q - \hat{p} + \Lambda_q \lambda} = \frac{1}{\Lambda_q} G\left(\frac{\hat{p} - m_q}{\Lambda_q}\right) =$$

$$= \frac{1}{\Lambda_q} \left[a\left(-\frac{p^2}{\Lambda_q^2}, \frac{m_q}{\Lambda_q}\right) + \frac{\hat{p}}{\Lambda_q} b\left(-\frac{p^2}{\Lambda_q^2}, \frac{m_q}{\Lambda_q}\right) \right]. \quad (2.12)$$

Функция конфайнмента $G(z)$ является целой аналитической функцией в комплексной Z -плоскости и убывает быстрее любой степени в евклидовом направлении. Легко видеть, что аналитическая структура кварковых диаграмм (2.10) и (2.11) будет выражаться через функцию $G(z)$ или a и b в (2.12).

Явный вид функции $G(z)$ пока не найден из каких-либо общих исследований КХД. Поэтому выбор явного вида функции конфайнмента также является одним из предположений модели. Однако, как показали проведенные расчеты, для удовлетворительного описания низкоэнергетических процессов важны главным образом интегральные характеристики функции $G(z)$. В данной работе используется функция

$$G(z) = 1,5 \exp[(z-1)^2]. \quad (2.13)$$

Эта форма функции взята из виртон-кварковой модели /12,13/.

Численные значения основных параметров $\Lambda_q = 473$ МэВ и $m_q = \frac{\Lambda_q}{2} = 236$ МэВ, получены в результате фитирования по основным мезонным распадам /10,11/. Функции a и b в (2.12) могут быть записаны следующим образом:

$$a(-q^2) = 2 \exp(q^2) \cos(\sqrt{-q^2}),$$

$$b(-q^2) = 2 \exp(q^2) \sin(\sqrt{-q^2}) / \sqrt{-q^2}. \quad (2.14)$$

Вычисления проводятся в евклидовой метрике, и затем делается аналитическое продолжение в физическую область импульсных переменных. Построенная таким образом S -матрица является конечной, унитарной и макропричинной на пространстве физических адронных состояний в каждом порядке разложения по степеням лагранжиана взаимодействия /15/.

Мы будем использовать следующую аппроксимацию (2.14) в евклидовой метрике $k^2 = -q^2 \geq 0$:

$$a(k^2) \approx \sum_{i=1}^2 (-)^{i+1} a_i \exp(-b_i k^2),$$

$$b(k^2) \approx \sum_{i=1}^2 (-)^{i+1} c_i \exp(-d_i k^2), \quad (2.15)$$

где

$a_1 = 4,75014$	$b_1 = 1,17991$
$a_2 = 3,74854$	$b_2 = 1,06433$
$c_1 = 2,77019$	$d_1 = 1,07889$
$c_2 = 1,69958$	$d_2 = 1,01376$

Эта аппроксимация удовлетворяет следующему условию:

$$\Delta[f] = \max_{f=a,b} \frac{\|f - \tilde{f}\|}{\|f\|} \leq 0,0034,$$

где

$$\|f\|^2 = \int_0^\infty dk |f(k^2)|^2.$$

Константы взаимодействия g_H в (2.1)-(2.5) определяются из условия связности, состоящего в том, что константа перенормировки волновой функции адрона равна нулю /16/:

$$Z_H = 1 - g_H^2 \sum_H' (m_H) = 0, \quad (2.16)$$

где $\sum_H'(\hat{p})$ - массовый оператор. Условие (2.16) позволяет однозначно определить константы взаимодействия в случаях (2.1) и (2.5) и установить связь между векторной и тензорной константами в (2.2).

3. Электромагнитные формфакторы и статические характеристики нуклона

Электромагнитные формфакторы нуклона определяются вершинной диаграммой (рис. 1).

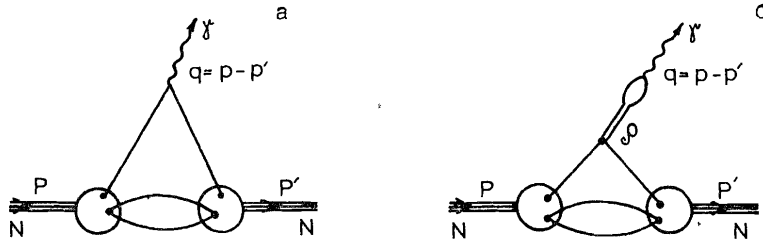


Рис. 1

Соответствующая вершинная часть записывается в стандартном виде на массовой поверхности нуклона:

$$\Lambda_{em}^{\mu}(P, P') = \gamma^{\mu} F_N^{(1)}(q^2) - \frac{i}{2m_N} \sigma^{\mu\nu} q^{\nu} F_N^{(2)}(q^2), \quad (3.1)$$

где $q = p - p'$ - импульс фотона.

Условие $Z_N = 0$ и тождество Уорда дают следующие соотношения: $F_P^{(1)}(0) = 1$, $F_N^{(1)}(0) = 0$. Магнитные моменты $\mu_P = 1 + F_P^{(2)}(0)$, $\mu_n = F_n^{(2)}(0)$ определяются диаграммой рис. 1а. Численные значения магнитных моментов приведены в таблице I в случае, когда отношение векторной и тензорной константы равно $g_{NV}/g_{NT} = 0,49$. Интерес представляет отношение $\mu_P/\mu_n = -1,25$, которое отличается от значения $\mu_P/\mu_n = -1,5$, предсказываемого аддитивными кварковыми моделями. Такое отличие связано с тем, что в МКК кварки в нуклоне не являются независимыми.

Электромагнитные формфакторы

$$G_N^E(Q^2) = F_N^{(1)}(Q^2) - \frac{Q^2}{4m_N^2} F_N^{(2)}(Q^2), \quad (3.2)$$

$$G_N^M(Q^2) = F_N^{(1)}(Q^2) + F_N^{(2)}(Q^2)$$

характеризуют распределение вещества внутри нуклона и поэтому являются предметом интенсивного изучения как экспериментаторов, так и теоретиков. В настоящее время $G_N^{E,M}(Q^2)$ измерены в достаточно широком интервале пространственноподобных значений $Q^2 = -q^2$: $0 \leq Q^2 \leq 30 \text{ ГэВ}^2$. Экспериментальные данные описываются достаточно хорошо с помощью так называемого дипольного приближения (ДП):

$$G_P^E(Q^2) \approx \frac{G_P^M(Q^2)}{\mu_P} \approx \frac{G_n^M(Q^2)}{\mu_n} \approx \frac{4m_N^2}{Q^2} \frac{G_n^E(Q^2)}{\mu_n} \approx \mathcal{D}(Q^2), \quad (3.3)$$

где
$$\mathcal{D}(Q^2) = \frac{1}{[1 + Q^2/a^2 \Gamma_3^2]^2}$$

На рис. 2 приведены графики функций G_P^E , G_N^M/μ_N , $\frac{4m_N^2}{Q^2} \frac{G_n^E}{\mu_n}$, полученные в результате расчетов в интервале $0 \leq Q^2 \leq 1 \text{ ГэВ}^2$. Электромагнитные радиусы вычислялись по формулам

$$\begin{aligned} \langle r_P^2 \rangle^E &= -6 G_P^{E'}(0)/G_P^E(0), \\ \langle r_n^2 \rangle^E &= -6 G_n^{E'}(0), \\ \langle r_N^2 \rangle^M &= -6 G_N^{M'}(0)/G_N^M(0). \end{aligned} \quad (3.4)$$

Основной вклад в электромагнитные радиусы дает диаграмма рис. 1б. Численные результаты приведены в таблице I. Видно, что имеется хорошее согласие с экспериментальными данными.

Таблица I

Процесс	Наблюдаемая величина	Эксперимент	МКК	Другие подходы
$N \rightarrow Ny$	μ_P	2,79/17/	3,23	3 (5V ₆)
	μ_n	-1,91/17/	-2,58	-2 (5V ₆) -1,975/19/
	$\langle r_P^2 \rangle^E, \text{ ф. м.}^2$	0,775 ± 0,053 /18/	0,791	0,656 (ДП) 0,689 /19/
	$\langle r_P^2 \rangle^M$	0,711/20/	0,792	0,656 (ДП)
	$\langle r_n^2 \rangle^E$	0,117 ± 0,002 /19/	-0,163	0 (ДП) -0,130 /19/
$n \rightarrow p e \bar{\nu}$	$\langle r_n^2 \rangle^M$	0,762/20/	0,782	0,656 (ДП)
	G_A/G_V	1,226 ± 0,042 /17/	1,47	5/3 (5V ₆) 1,182/21/

Рассмотрим β -распад нейтрона $n \rightarrow p e \bar{\nu}$. Соответствующая диаграмма изображена на рис. 3. Матричный элемент записывается

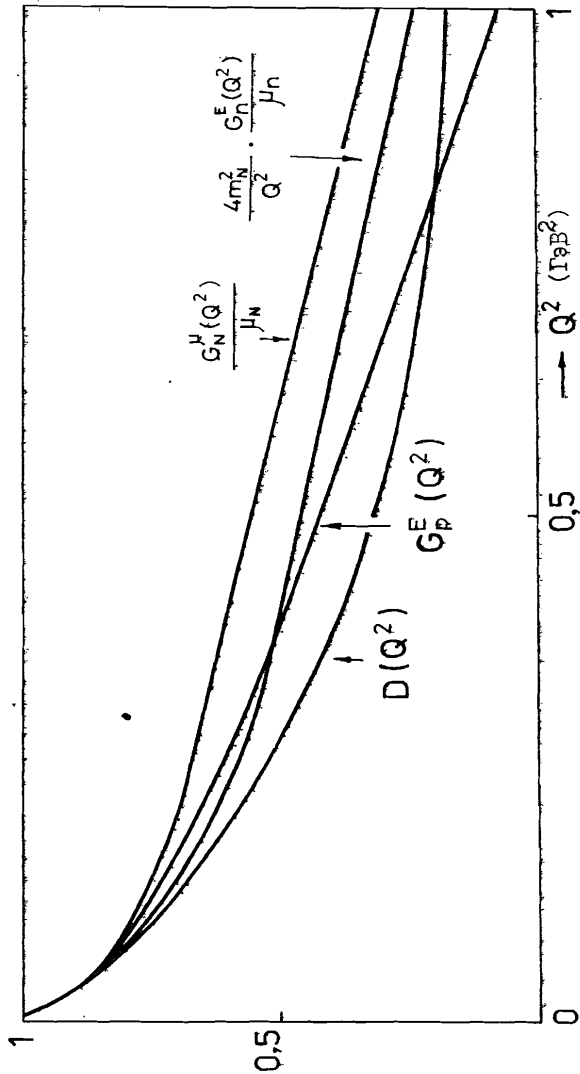


Рис. 2

в стандартном виде:

$$\mathcal{M}(n \rightarrow p e \bar{\nu}) = \frac{G}{\sqrt{2}} \ell_w \bar{P} [\gamma^\mu G_V(q^2) - \gamma^\mu \gamma^5 G_A(q^2) - q^\mu G_T(q^2)] n; \quad (3.5)$$

где ℓ_w - лептонный ток. Экспериментально измеряется отношение $G_A/G_V \approx 1,22$. В результате расчетов оказалось, что $G_A/G_V = 1,47$.

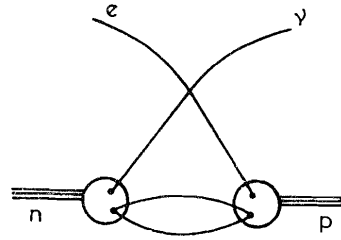


Рис. 3

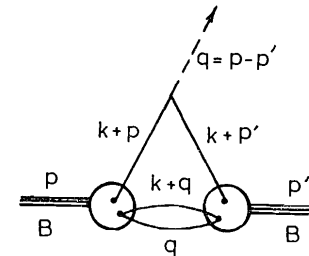


Рис. 4

4. Сильные мезон-нуклонные формфакторы

Целью данного раздела является вычисление мезон-нуклонных формфакторов, которые играют фундаментальную роль при описании NN -рассеяния в рамках моделей мезонного обмена [2].

В МКК мезон-нуклонные формфакторы определяются вершинной диаграммой рис. 4, где p, p' - импульсы нуклона в начальном и конечном состояниях, $q = p - p'$ - импульс мезона. На массовой поверхности нуклона вершинные части записываются в следующем виде:

1. Псевдоскалярные мезоны $P(\pi, \rho, \omega)$:

$$\Lambda_P(q^2) = T_P \cdot G_{PNN}(q^2) \cdot \gamma^5, \quad (4.1)$$

$$T_\pi = \vec{\tau}, T_\rho = I \cdot 3 \sin \delta_P, T_\omega = I \cos \delta_P.$$

2. Скалярные мезоны $S(\sigma, \omega)$:

$$\Lambda_S(q^2) = T_S \cdot G_{SNN}(q^2), \quad (4.2)$$

$$T_\sigma = \vec{\tau}, T_\omega = I.$$

3. Векторные мезоны $V(\rho, \omega)$:

$$\Lambda_V(q^2) = T_V \left[\gamma^\mu G_{VNN}(q^2) - \frac{i}{2m_N} \sigma^{\mu\nu} q^\nu F_{VNN}(q^2) \right], \quad (4.3)$$

$$T_\rho = \vec{\tau}, T_\omega = I.$$

4. Δ (I230) - изобары:

$$\Lambda_{\Delta}^{\mu}(q) = \frac{G_{\Delta\rho\pi}}{m_{\pi}} q^{\mu}$$

Все вычисления выполнены с помощью аппроксимации (2.15). Схема расчета вершинной диаграммы приведена в приложении.

В таблице 2 приведены численные значения для $G_{MNN}^2(0)/4\pi$ и для отношения $F_{MNN}(0)/G_{MNN}(0)$. Видно, что имеется согласие между полученными результатами и феноменологическими величинами, которые использовались для описания NN -рассеяния в мезонных теориях.

Таблица 2

Вертекс	$G_{MNN}^2(\Delta)(0)/4\pi$	
	МКК	Другие подходы
ρNN	13.10	14.08 ^{/2/} , 14.11 ^{/22/} , 16 ^{±3/14/}
πNN	6.83	3.67 ^{/22/} , 4.27 ^{/22/}
$\pi' NN$	6.27	3.77 ^{/22/} , 4.23 ^{/22/}
δNN	0.28	0.82 ^{/23/}
σNN	3.50	5.33 ^{/2/}
ρNN	0.79 ($\rho_c=4.8$)	0.41 ($\rho_c=6.1$) ^{/2/} , 0.80(3.7) ^{/22/}
ωNN	7.11 ($\rho_c=0$)	10.6 ($\rho_c=0$) ^{/2/} , 7.90(0) ^{/22/}
$\pi\rho\Delta$	0.44	0.38 ^{/17/}

На рис. 5 приведены графики сильных мезон-нуклонных формфакторов, отнормированных к единице $G_{MNN}^2(Q^2)/G_{MNN}^2(0)$ для пространственноподобных значений $0 \leq Q^2 = -q^2 \leq 1 \text{ ГэВ}^2$. Для сравнения представлены графики феноменологических формфакторов

$$G_{MNN}^2(Q^2)/G_{MNN}^2(0) = \frac{1}{[1 + Q^2/\Lambda_M^2]^2},$$

которые использовались в работе ^{/2/} ($\Lambda_{\pi} = 1.3 \text{ ГэВ}$, $\Lambda_{\sigma} = 1.25 \text{ ГэВ}$, $\Lambda_{\rho} = 1.5 \text{ ГэВ}$, $\Lambda_{\delta} = 2 \text{ ГэВ}$, $\Lambda_{\rho\Delta} = 1.2 \text{ ГэВ}$).

Видно, что имеется согласие в случае ρ - и σ -мезонов. Формфакторы для ρ - и δ -мезонов в МКК имеют более быстрое убывание, чем соответствующие феноменологические формфакторы. Дальнейшая задача состоит в вычислении фаз NN -рассеяния с учетом сильных мезон-нуклонных формфакторов, полученных в данной работе. Такие расчеты планируются провести в будущем.

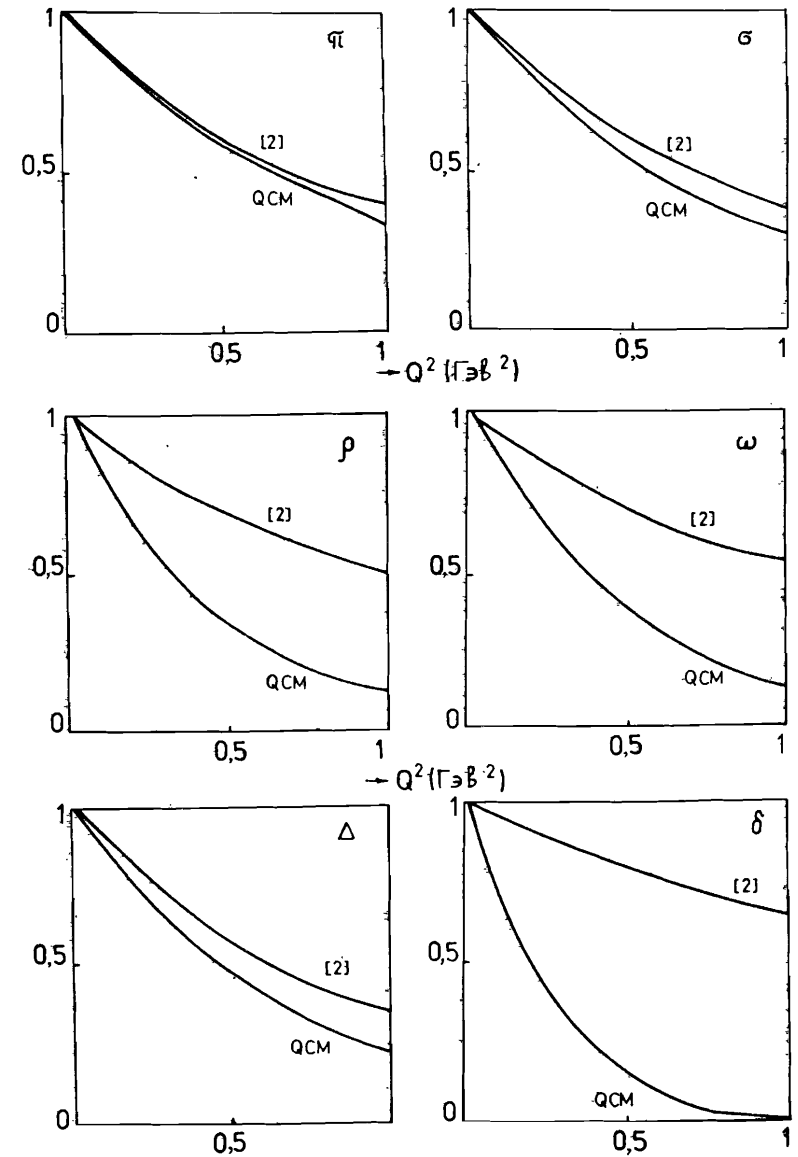


Рис. 5

5. Обсуждение результатов

В данной работе мы исследовали нуклон и Δ -изобару как релятивистские трехкварковые системы в модели конфайнмированных кварков, основанной на требовании конфайнмента и определенном механизме адронизации. Матричные элементы физических процессов в данной модели выражаются через так называемую функцию конфайнмента, являющуюся универсальной для всех низкоэнергетических процессов. Были вычислены статические характеристики нуклона и Δ -изобары: магнитные моменты нуклона, электромагнитные радиусы нуклона, отношение G_A/G_V в β -распаде нуклона, ширины сильного распада $\Delta \rightarrow p\pi$ - эти характеристики непосредственно наблюдаются в эксперименте - и значения констант мезон-нуклонного взаимодействия, которые являются подгруппочными параметрами в моделях однобозонного обмена MM -рассеяния. Параметры модели - масса нестранный кварка $m_q = 236$ МэВ и размер области конфайнмента $\Lambda_q = 946$ МэВ были взяты из результатов фитирования по основным процессам мезонной физики.

Оказалось, что наши результаты находятся в качественном согласии с экспериментом для наблюдаемых величин и результатами фита по фазам MM -рассеяния для констант мезон-нуклонного взаимодействия.

Кроме того, мы определили зависимость электромагнитных формфакторов нуклона от импульса фотона и зависимость сильных мезон-барионных формфакторов от импульса мезона в пространственноподобной области импульсных переменных.

Оказалось, что в области до 1 ГэВ² имеется лишь качественное согласие с поведением экспериментальной кривой для электромагнитного формфактора и феноменологическими кривыми для сильных формфакторов. Существенно, что в данном подходе электромагнитные и сильные формфакторы определяются кварковой структурой нуклона и поэтому имеют похожий характер поведения.

Мы рассматриваем полученные результаты как предварительные. Необходимо, во-первых, дальнейшее уточнение параметров модели при одновременном описании мезонной и барионной физики, во-вторых, сравнение электромагнитных и сильных характеристик барионов и их зависимость от вида кварковой структуры бариона.

Авторы выражают признательность Беляеву В.Б., Беккеру Б.Л.Г., Плессасу В., Мачавариани А.И. за стимулирующие обсуждения и полезные замечания.

Приложение

Для иллюстрации техники вычислений рассмотрим вершинную диаграмму рис. 4. В силу симметрии лагранжиана относительно перестановки кварков в каждой вершине однозначно выделяется поддиаграмма, соответствующая кварковой петле:

$$\begin{aligned} \Lambda_{\Gamma}(P, P') = & G_{NT}^2 g_{\Gamma}^2 \left[\frac{12}{4^2 \pi^2} \right]^2 \int \frac{d^4 k}{\pi^2 i} \times \\ & \times \left[\frac{T}{2} \left[36 \tilde{Z}_{\Gamma} \tilde{\Pi}_{PP} + 36 \gamma^5 \tilde{Z}_{\Gamma} \gamma^5 \tilde{\Pi}_{SS} \right] + \frac{\tilde{Z}^T \tilde{Z}}{2} \tilde{\sigma}^{\mu\nu} \gamma^5 \tilde{Z}_{\Gamma} \tilde{\sigma}^{\alpha\beta} \gamma^5 \tilde{\Pi}_{TT}^{\mu\nu\alpha\beta} + \right. \\ & + \gamma \frac{T}{2} \left[24 \tilde{Z}_{\Gamma} \tilde{\Pi}_{PP} - 24 \gamma^5 \tilde{Z}_{\Gamma} \gamma^5 \tilde{\Pi}_{SS} + 6 \tilde{Z}_{\Gamma} \gamma^{\mu} \tilde{\Pi}_{PA}^{\mu} - 6 \gamma^{\mu} \tilde{Z}_{\Gamma} \tilde{\Pi}_{AP}^{\mu} \right] + (I) \\ & + \gamma \frac{\tilde{Z}^T \tilde{Z}}{2} \left[\gamma^{\mu} \gamma^5 \tilde{Z}_{\Gamma} \tilde{\sigma}^{\alpha\beta} \gamma^5 \tilde{\Pi}_{VT}^{\mu\alpha\beta} - \tilde{\sigma}^{\alpha\beta} \gamma^5 \tilde{Z}_{\Gamma} \gamma^{\mu} \gamma^5 \tilde{\Pi}_{TV}^{\alpha\beta\mu} \right] + \\ & + \gamma^2 \frac{T}{2} \left[4 \tilde{Z}_{\Gamma} \tilde{\Pi}_{PP} + 4 \gamma^5 \tilde{Z}_{\Gamma} \gamma^5 \tilde{\Pi}_{SS} - \gamma^{\mu} \tilde{Z}_{\Gamma} \gamma^{\nu} \tilde{\Pi}_{AA}^{\mu\nu} + \right. \\ & + 2 \tilde{Z}_{\Gamma} \gamma^{\mu} \tilde{\Pi}_{PA}^{\mu} - 2 \gamma^{\mu} \tilde{Z}_{\Gamma} \tilde{\Pi}_{AP}^{\mu} \left. \right] + \\ & + \gamma^2 \frac{\tilde{Z}^T \tilde{Z}}{2} \left[-\gamma^{\mu} \gamma^5 \tilde{Z}_{\Gamma} \gamma^{\nu} \gamma^5 \tilde{\Pi}_{VV}^{\mu\nu} \right] \Big], \quad \gamma = \frac{g_{NV}}{g_{NT}}. \end{aligned}$$

Здесь Γ, T - соответствующие мезону M спиновая и изоспиновая матрицы.

$$\tilde{\Pi}_{\Gamma_1 \Gamma_2} \equiv \tilde{\Pi}_{\Gamma_1 \Gamma_2}(-k) = \int \frac{d^4 q}{4\pi^2 i} S_{\Gamma} \left[\Gamma_1 \tilde{q}(\hat{q}) \Gamma_2 \tilde{q}(\hat{k} + \hat{q}) \right] \quad (II)$$

выражение, определяющее кварковую петлю.

$$\begin{aligned} \tilde{Z}_{\Gamma} \equiv \tilde{Z}_{\Gamma}(k) = & \int d^4 z \left[\Gamma \left[\not{k}(-z) - \not{k}'(-z) z \right] - \right. \\ & \left. - \not{k}'(-z) \left[\hat{k} + \hat{p}' \right] \Gamma \left[\hat{k} + \hat{p} \right] - \not{k}'(-z) \left[\left(\hat{k} + \hat{p}' \right) \Gamma + \Gamma \left(\hat{k} + \hat{p} \right) \right] \right] - \end{aligned} \quad (III)$$

кварковая линия с элементарной вершиной,

$$Z = (k+Q)^2 - q^2 \alpha(1-\alpha),$$

$$Q = p\alpha + (1-\alpha)p'.$$

Использование аппроксимации (2.15) позволяет вычислить интегралы (II) и (III) по импульсным переменным и представить их в виде конечных сумм. Например,

$$\tilde{\Pi}_{SS} = \sum_{i=1}^2 (-)^{i_1+i_2} \left[\frac{a_{i_1} a_{i_2}}{(b_{i_1} + b_{i_2})^2} \exp\left[-\frac{b_{i_1} b_{i_2}}{b_{i_1} + b_{i_2}} k_E^2\right] - \frac{c_{i_1} c_{i_2}}{(d_{i_1} + d_{i_2})^3} \left[2 - k_E^2 \frac{d_{i_1} d_{i_2}}{d_{i_1} + d_{i_2}} \right] \exp\left[-\frac{d_{i_1} d_{i_2}}{d_{i_1} + d_{i_2}} k_E^2\right] \right]$$

Полные выражения для вершинных частей имеют достаточно громоздкий вид и вычисляются на ЭВМ.

Литература

1. Браун Дж.Е., Джексон А.Д. Нуклон-нуклонные взаимодействия. М., Атомиздат, 1979.
2. Machleidt R., Hollinde K., Elster Ch. Phys. Rep., 149, I, 1987.
3. Schweiger W., Flessas W., Haidenbauer J. Nucleon-Nucleon and Nucleon-Antinucleon Interactions. Springer-Verlag, Wien-New York, 1985.
4. Greenberg O.W., Lipkin H.J. Nucl. Phys., A370, 349, 1981.
5. De Tar C. Phys. Rev., D17, 302, 1979.
6. Jaffe R.L., Low F.E. Phys. Rev., D19, 2105, 1979.
7. Simonov Yu.A. Phys. Lett., B107, I, 1981.
8. Bakker B.L.G. et al. Phys. Rev., C25, 1134, 1982.
9. Bozoiar, Weber M.J. Phys. Rev., C28, 811, 1983.
10. Ефимов Г.В., Иванов М.А. Препринт ОИЯИ, P2-87-567, Дубна, 1987.
11. Авакян Е.З. и др. Ядерная физика, 46, 576, 1987.
12. Efimov G.V., Ivanov M.A. In: Proceedings of the VIII Int. Conf. of the Problems of Quantum Field Theory. P2-84-366, Dubna, 1984.
13. Ефимов Г.В., Иванов М.А., Любовицкий В.Е. Препринт ОИЯИ, P2-87-384, Дубна, 1987.
14. Ioffe B.L. Nucl. Phys., B188, 317, 1981.
15. Ефимов Г.В. Нелокальные взаимодействия квантованных полей. М., "Наука", 1977.
16. Hayash K. et al. Fort. der Phys., 15, 625, 1967.
17. Particle Data Group. Phys. Lett., B170, 1986.
18. Borkowski F. et al. Nucl. Phys., A222, 269, 1974.
19. Dziembowski et al. Z. für Phys., C106, 231, 1981.
20. Hohler G. et al. Nucl. Phys., B114, 505, 1976.
21. Barik N., Dash B.K. Phys. Rev., D34, 2092, 1986.
22. Dumbrajs O. et al. Nucl. Phys., B216, 277, 1983.
23. Hollinde K., Machleidt R. Nucl. Phys., A256, 479, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел

28 октября 1987 года.

Ефимов Г.В., Иванов М.А., Любовицкий В.Е.

P2-87-776

Сильные формфакторы нуклона и Δ -изобары в модели конфинированных кварков

Нуклон и Δ -изобара исследуются в модели конфинмента кварков. Вычислены основные статические характеристики протона и нейтрона: магнитные моменты, электромагнитные радиусы, отношение G_A/G_V . Получены сильные мезон-барийонные формфакторы, определяющие нуклон-нуклонный потенциал, как функции квадрата переданного импульса мезона. Проведено сравнение с феноменологическими формфакторами, которые используются для описания фаз NN-рассеяния в моделях с боннским потенциалом.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Efimov G.V., Ivanov M.A., Lubovitskij V.E.
Strong Nucleon and Δ -Isobar Form Factors
in Quark Confinement Model

P2-87-776

The nucleon and Δ -isobar are investigated as three-quark systems in the quark confinement model (QCM) based on definite assumptions about the hadronization and quark confinement. The nucleon magnetic moments electromagnetic radii, the ratio G_A/G_V and the width decay $n \rightarrow p e \nu$ are calculated. The behaviour of the electromagnetic and strong meson-nucleon isobar form factors is determined for the space-like transfer momenta. The results are compared with the experimental data for the electromagnetic form factors and the phenomenological ones used in the Bonn potential for the strong form factors.

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