объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-87-384

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

КВАРКОВАЯ СТРУКТУРА НУКЛОНА И СИЛЬНЫЕ МЕЗОН-НУКЛОННЫЕ ФОРМФАКТОРЫ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

*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, что на больших расстояниях ($r \gtrsim 1,5 \div 2$ фм) основной вклад в NN - взаимодействие дает однопионный обмен. В промежуточной области ($0,5 < r < 1,5 \div 2$ фм) начинают играть роль обмены более тяжелыми мезонами (ρ, ω, η, S^*, δ, ε и т.д.), а также двухбозонные обмены. Во внутренней области ($r \lesssim 0,5$ 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 $E_{лаб} \simeq 300$ МэВ с хорошей точностью описываются в моделях, основанных на одно- и двухбозонных обменах с учетом виртуальной Δ (I230)-изобары/I-4/. В этих моделях обмен мезонами описывается обычными локальными пропагаторами,а внутренняя структура нуклона, обусловленная кварками и другими тяжелыми состояниями, учитывается феноменологическим образом путем введения сильных мезон-нуклонных формфакторов вида

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

где m_M - масса мезона,

q - импульс мезона,

$\Lambda_M \sim$ I ГэВ - параметр обрезания.

Формфакторы вводятся в значительной мере произвольно и выбираются из условия наилучшего описания экспериментальных данных.

Таким образом, NN - взаимодействие на расстояниях 0,4÷ I,5 фм представляет собой довольно сложное переплетение сил, обусловленных обменом не только мезонами, но и кварками. С точки зрения современных представлений 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 r, меньших некоторого характерного масштаба ($r < b \sim 1$ фм), два нуклона теряют свою индивидуальность и проявляют себя как шестикварковый мешок. Такое состояние описывается в NN - потенциалах введением феноменологического кора. На расстояниях $r > b$ NN - взаимодействие обусловлено обменом различными мезонами между нуклонами, представляющими собой два трехкварковых мешка.

Описанию кора посвящено довольно много работ/5-9/. 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/5/ было показано, что в этом случае возникают цветные аналоги ван-дер-ваальсовских сил, что противоречит экспериментальным данным. В работе/6/ 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 ($r \sim 1$ фм) - притяжение за счет цветных электрических сил.

Во-вторых, имеются феноменологические модели кора/7-9/, которые учитывают дискретные уровни энергии $\{E_\nu\}$ в шестикварковом мешке. Приводятся аргументы в пользу того, что потенциал, соответствующий переходу двух нуклонов в шестикварковый мешок, имеет резкий скачок в конфигурационном пространстве/8,9/:

$$V_{hqh} = \sum_\nu V_{hq} |E_\nu\rangle (E_\nu - E)^{-1} \langle E_\nu| V_{qh}, \qquad (I.2)$$

$$\langle \hat{r} | V_{hq} | E_\nu \rangle = c_\nu \delta(r-b) + O(r)(E-E_\nu).$$

Здесь c_ν - амплитуда перехода нуклонов в ν - состояние мешка с энергией E_ν, $O(r)$ - функция, отличная от нуля внутри мешка и характеризующая примесь двух кластеров в шестикварковом мешке. P -матричный формализм, используемый в работах /8,9/, позволяет однозначно связать параметры потенциала V_{hqh} с фазами рассеяния.

На расстояниях $r > b$ строится мезонный потенциал, форма которого выводится из эффективного четырехкваркового взаимодействия /10-12/. Идея заключается в следующем. Предполагается, что на больших расстояниях преобладают одноглюонные обмены между кварками, которые приводят к четырехкварковому взаимодействию:

$$V = \left(\bar{q}_{i_1} \gamma^{\mu} \tfrac{1}{2} \lambda_c^a q_{i_2}\right)\left(\bar{q}_{j_1} \gamma^{\mu} \tfrac{1}{2} \lambda_c^a q_{j_2}\right) \Rightarrow \qquad (I.3)$$

$$\Rightarrow \sum_{\alpha} \left(\bar{q}_{j_1} O^{\alpha} q_{i_2}\right)\left(\bar{q}_{i_1} O^{\alpha} q_{j_2}\right) \quad + \text{члены цветного октета},$$

где O_{α} – матрицы Дирака и изоспиновые матрицы. Далее процедура бозонизации /13/ позволяет четырехкварковое взаимодействие свести к взаимодействию типа однобозонного обмена:

$$V_{OBE} = \sum_{\alpha} C_{\alpha} \langle \bar{q}_{j_1} O^{\alpha} q_{i_2} \rangle \frac{1}{m_{\alpha}^2 - q^2} \langle \bar{q}_{i_1} O^{\alpha} q_{j_2} \rangle , \quad (I.4)$$

где m_{α} – массы и C_{α} –мезон-нуклонные константы соответствующих бозонов. Для получения явного вида V_{OBE} используются волновые функции $q(x)$, взятые из моделей мешков (MIT /14/, CQM /15/ и т.п.). Например, в модели CQM /11/ формфактор пион-нуклонного взаимодействия имеет вид

$$F_{\pi NN}(\vec{q}^{\,2}) \sim e^{-\vec{q}^{\,2}/6\alpha}, \qquad \alpha = 0{,}32\ \text{ГэВ}^2,$$

$\vec{q}$ – трехмерный импульс мезона. Константа πNN – взаимодействия является входным параметром ($C^2_{\pi NN}/4\pi$ = 14,4).

Таким образом, описание NN – взаимодействия в кварковых моделях мешков является двухфазным: на малых расстояниях два нуклона представляются в виде шестикваркового мешка, а на больших расстояниях имеется однобозонный обмен с учетом кварковой структуры нуклона. Существенно, 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.)

В настоящей работе нуклон как трехкварковая система рассматривается в виртон-кварковой модели /16-18/, которая основана на предположении о конфайнменте кварков и определенном механизме адронизации. Считается, что в адронном секторе физических состояний составляющие кварки определяют структуру адрона и не появляются в наблюдаемом спектре. Конфайнмент составляющего кварка обеспечивается выбором

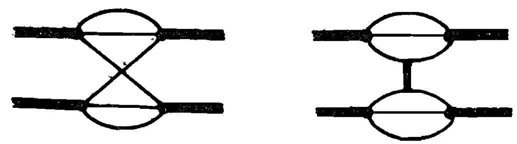
пропагатора в виде целой функции /16/. Переход адрона в кварки и кварков в адроны задается лагранжианами кварк-адронного взаимодействия, а соответствующая константа взаимодействия определяется из условия равенства нулю константы перенормировки волновой функции адрона.

Таким образом, модель содержит лишь два свободных параметра, характеризующих кварковое поле, и позволяет с единой точки зрения описывать сильные, слабые и электромагнитные взаимодействия адронов. Проведенные расчеты /16-18/ разнообразных физических процессов мезонной физики позволяют сказать, что модель правильно передает кварковую структуру адронов при низких энергиях.

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

Потенциал NN – рассеяния в ВКМ /18/ определяется диаграммами рис.1. Видно, что диаграмма рис.1а описывает ядерный кор, а диаграмма рис.1б соответствует однобозонному обмену с учетом кварковой структуры нуклона и мезона. Предварительные расчеты /18/, проведенные с помощью ряда упрощающих вычисления предположений, показали, что влияние ядерного кора начинает сказываться на расстояниях $r \lesssim$ 0,6 фм, что соответствует физической картине NN – рассеяния. Существенно, что в конфигурационном пространстве потенциалы имеют плавную зависимость от r и отсутствует резкий переход между внутренней областью, соответствующей кору, и внешней, соответствующей однобозонному обмену.

Работа построена следующим образом. В разделе 2 построен лагранжиан взаимодействия нуклона с соответствующими трехкварковыми токами. В разделе 3 вычислены статические характеристики протона и нейтрона: магнитные моменты, электромагнитные радиусы, отношение C_A/C_V в слабом распаде нейтрона и электромагнитные формфакторы. Проведено сравнение с экспериментальными данными и результа-



а б

Рис.1

тами модели мешков. В разделе 4 вычислены сильные мезон-нуклонные формфакторы. Константы мезон-нуклонных взаимодействий

$$\frac{G^2_{MNN}}{4\pi} \qquad (M = \pi, \eta, \eta', \rho, \omega, \delta, \sigma)$$

определяются только лишь кварковыми параметрами и не содержат каких-либо дополнительных свободных параметров. Получено поведение мезон-нуклонных формфакторов в зависимости от переданного импульса мезона и проведено сравнение с феноменологическими формфакторами, используемыми в работах[3,4] для описания фаз NN - рассеяния. В приложении демонстрируется техника расчета и приведены выражения для всех исследуемых матричных элементов.

2. Лагранжианы

В ВКМ адроны взаимодействуют друг с другом не непосредственно, а путем обмена кварками. Поэтому основой динамического описания физических процессов в ВКМ являются лагранжианы взаимодействия адронов с кварками. Явная форма лагранжианов должна следовать из фундаментальной теории сильных взаимодействий, т.е. КХД. Поскольку в настоящее время КХД еще 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 $SU(n)$ сильных взаимодействий. (Нарушение группы $SU(n)$ происходит динамически через массы адронов и кварков).

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 $\vec{\pi}$, $\vec{\rho}$, $\vec{\delta}$, σ, ω, η, η' с кварками имеют вид[16,17]:

$$\mathcal{L}_M = \frac{g_P}{\sqrt{2}} P_j (\bar{q}\, \tau^j i\gamma^5 q) + \frac{g_S}{\sqrt{2}} S_j (\bar{q}\, \tau^j q) + \frac{g_V}{\sqrt{2}} V_j^{\mu} (\bar{q}\, \tau^j \gamma^{\mu} q), \tag{2.1}$$

где

$$P_j \cdot \tau^j = \vec{\pi}\cdot\vec{\tau} + (\eta' \cos\delta_P - \eta \cdot \sin\delta_P)\cdot I, \quad \delta_P = -11^{\circ},$$

$$S_j \cdot \tau^j = \vec{\delta}\cdot\vec{\tau} + \sigma \cdot I,$$

$$V_j \cdot \tau^j = \vec{\rho}\cdot\vec{\tau} + \omega \cdot I.$$

Константы взаимодействия g_P, g_S и g_V определяются из условия связности[16].

Лагранжиан, описывающий взаимодействие бариона с тремя кварками, должен быть симметричен относительно перестановки кварковых полей. (Заметим, что в предыдущих работах[16,17] использовался лагранжиан нуклон-кваркового взаимодействия, который не был симметричен при перестановке кварков). В случае группы $SU(2)$ для нуклона (протон и нейтрон) существуют две независимые формы лагранжиана без производных, удовлетворяющих условию симметрии:

$$\mathcal{L}_N = \mathcal{L}_{NT} + \mathcal{L}_{VT},$$
$$\mathcal{L}_{NI} = g_{NI} \bar{N}_j \cdot R^{I}_{j;j_1,j_2,j_3}\, q^{a_1}_{j_1} \cdot q^{a_2}_{j_2} \cdot q^{a_3}_{j_3} \cdot \varepsilon^{a_1 a_2 a_3} + \text{э.с.} \tag{2.2}$$

Здесь $I = T, V$; $j = (\alpha, m)$,

a_i, α_i, m_i - цветные, спинорные и изоспиновые индексы соответственно;

$$N_j = N_{\alpha m} = \begin{pmatrix} p_\alpha \\ n_\alpha \end{pmatrix}, \quad q^a_j = q^a_{\alpha m} = \begin{pmatrix} u^a_\alpha \\ d^a_\alpha \end{pmatrix}.$$

Матрицы $R^{I}_{j;j_1,j_2,j_3}$ имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
R^{T}_{j;j_1,j_2,j_3} = {} & 6\, g^{\alpha\alpha_1} \delta^{mm_1} \tau_2^{m_2 m_3} (C\gamma^5)^{\alpha_2\alpha_3} + \\
& + 6\, (\gamma^5)^{\alpha\alpha_1} \delta^{mm_1} \tau_2^{m_2 m_3}\, C^{\alpha_2\alpha_3} + \\
& + (\sigma^{\mu\nu}\gamma^5)^{\alpha\alpha_1} \vec{\tau}^{\,m m_1} (\tau_2 \vec{\tau})^{m_2 m_3} (C\sigma^{\mu\nu})^{\alpha_2\alpha_3},
\end{aligned} \tag{2.3}$$

$$\begin{aligned}
R^{V}_{j;j_1,j_2,j_3} = {} & 2\, g^{\alpha\alpha_1} \delta^{mm_1} \tau_2^{m_2 m_3} (C\gamma^5)^{\alpha_2\alpha_3} - \\
& - 2\, (\gamma^5)^{\alpha\alpha_1} \delta^{mm_1} \tau_2^{m_2 m_3}\, C^{\alpha_2\alpha_3} - \\
& - (\gamma^{\mu})^{\alpha\alpha_1} \delta^{mm_1} \tau_2^{m_2 m_3} (C\gamma^{\mu}\gamma^5)^{\alpha_2\alpha_3} + \\
& + (\gamma^{\mu}\gamma^5)^{\alpha\alpha_1} \vec{\tau}^{\,mm_1} (\tau_2 \vec{\tau})^{m_2 m_3} (C\gamma^{\mu})^{\alpha_2\alpha_3}.
\end{aligned}$$

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

$$\mathcal{L}_{NT} = g_{NT} \left\{ (\bar{p}\, Q_T(u,d)) - (\bar{n}\, Q_T(d,u)) \right\} + \text{э.с.}$$
$$\mathcal{L}_{NV} = g_{NV} \left\{ (\bar{p}\, Q_V(u,d)) - (\bar{n}\, Q_V(d,u)) \right\} + \text{э.с.}, \tag{2.4}$$

где

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

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

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

Заметим, что в расчетах методом правил сумм КХД/I9/ используется главным образом векторный ток Q_V, однако сколько-нибудь убедительное обоснование такого выбора отсутствует.

Вообще говоря, следует учесть оба варианта взаимодействия, однако мы руководствовались следующими соображениями. Во-первых, нам прежде всего хотелось описать нуклон теми же параметрами кварков, которые использовались в физике мезонов, тем самым подтвердить единую кварковую природу адронов. Во-вторых, имея два варианта взаимодействия в лагранжиане, мы тем самым получаем один свободный параметр, поскольку условие связности дает только одно уравнение на две константы. Ясно, что имея дополнительный свободный параметр, можно улучшить согласие с экспериментом. Эту работу мы предполагаем проделать в будущем.

В данной работе ограничимся только одним тензорным вариантом взаимодействия, положив в (2.2) $g_{NV} = 0$, т.к. предварительные расчеты показали, что векторный вариант взаимодействия ($g_{NT} = 0$) приводит к худшему описанию статических характеристик нуклона.

3. Статические характеристики нуклона и его электромагнитные формфакторы

В этом разделе вычислим основные статические характеристики протона и нейтрона: магнитные моменты, электромагнитные радиусы и отношение C_A/C_V в слабом распаде нейтрона.

Прежде всего необходимо вычислить константу связи g_{NT}. Она определяется условием связности:

$$Z_N = 1 - g_{NT}^2 \widetilde{\Sigma}_N'(m_N) = 0, \qquad (3.I)$$

где $g_{NT}^2 \widetilde{\Sigma}_N(\hat{p})$ – массовый оператор нуклона, описывающийся диаграммой на рис.2. Однако удобно вычислить g_{NT} не из условия (3.I), а из электромагнитного формфактора протона, воспользовавшись тождеством Уорда.

Электромагнитные формфакторы нуклона определяются вершинной диаграммой рис.3. Соответствующая вершинная часть записывается в стандартном виде на массовой поверхности нуклона:

$$\Lambda^{\mu}_{em}(p,p') = e\left[\gamma^{\mu} F_N^{(1)}(q^2) - \frac{i}{2m_N}\sigma^{\mu\nu} q_\nu F_N^{(2)}(q^2)\right], \qquad (3.2)$$

Рис.2

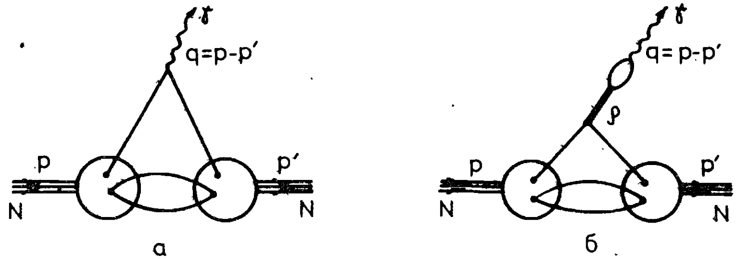


Рис.3

где $q = p - p'$ – импульс фотона; $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}(\gamma^{\mu}\gamma^{\nu} - \gamma^{\nu}\gamma^{\mu})$. Явный вид функций $F_N^{(i)}(q^2)$ приведен в Приложении. $Z_N = 0$ 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.3а. Диаграмма рис.3б при $q^2 = 0$ вклада не дает. Численные значения магнитных моментов приведены в табл. I. Видно, что имеется

Таблица I

Процесс	Наблюдаемая величина	Эксперимент	ВКМ	Другие подходы
$N \to N\gamma$	μ_p	2,793/20/	2,94	3 (SU(6) модель); I,95/26/ 2,82/27/; 2,73/28/
	μ_n	-I,9I3/20/	-I,98	-2 (SU(6) модель); -I,30/26/ -2,06/27/; -I,975/28/
	$\langle r_p^2\rangle^E$	0,775 ± 0,053/2I/	0,772	0,656 (ДП) 0,689/28/; 0,624/28/
	$\langle r_p^2\rangle^M$	0,7II/22/	0,747	0,656 (ДП)
	$\langle r_n^2\rangle^E$	-0,II7 ± 0,002/23/	-0,I2I	0 (ДП)/28/; -0,I30/28/; -0,II8/28/
	$\langle r_n^2\rangle^M$	0,762/22/	0,747	0,656 (ДП)
$n \to pe\bar{\nu}$	C_A/C_V	I,226 ± 0,042/20/	5/3	5/3 (SU(6) модель); I,09/14/ I,54/27/; I,I82/28/

ДП – дипольное приближение.

хорошее согласие с экспериментом. Интерес представляет отношение μ_p/μ_n = -1,48, которое незначительно отличается от значения μ_p/μ_n = = -3/2, предсказываемого аддитивными кварковыми моделями. Такое отличие связано с тем, что в ВКМ кварки в нуклоне не являются независимыми.

Электромагнитные формфакторы

$$G_N^E(Q^2) = F_N^{(1)}(Q^2) - \frac{Q^2}{4m_N^2} F_N^{(2)}(Q^2)$$
$$G_N^M(Q^2) = F_N^{(1)}(Q^2) + F_N^{(2)}(Q^2) \quad (3.3)$$

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 пространственно-подобных значений $Q^2=-q^2$: $0 \leq Q^2 \leq 30$ ГэВ^2. Экспериментальные данные описываются достаточно хорошо с помощью так называемого дипольного приближения

$$G_p^E(Q^2) \simeq \frac{G_p^M(Q^2)}{\mu_p} \simeq \frac{G_n^M(Q^2)}{\mu_n} \simeq \frac{4m_N^2}{Q^2} \cdot \frac{G_n^E(Q^2)}{\mu_n} \simeq \mathcal{D}(Q^2),$$

где $\mathcal{D}(Q^2) = \frac{1}{\left[1 + Q^2/0.71\,\text{ГэВ}^2\right]^2}$. (3.4)

На рис.4 приведены графики функций G_p^E, $\frac{G_p^M}{\mu_p}$, $\frac{G_n^M}{\mu_n}$, $\frac{4m_N^2}{Q^2}\frac{G_n^E}{\mu_n}$, полученные в результате расчетов в интервале $0 \leq Q^2 \leq 1$ ГэВ^2.

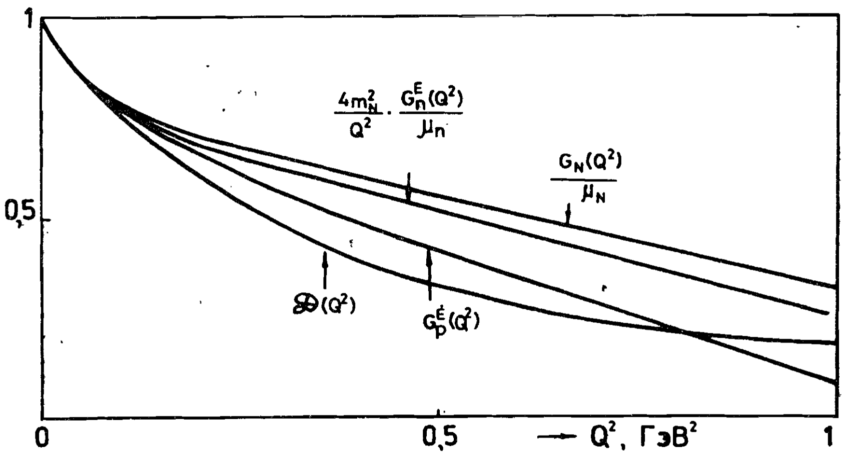


Рис.4

Видно, что имеется согласие с дипольной функцией $\mathcal{D}(Q^2)$.

Электромагнитные радиусы вычислялись по формулам:

$$\langle r_p^2\rangle^E = -6\,G_p'^E(0)/G_p^E(0);$$
$$\langle r_n^2\rangle^E = -6\,G_n'^E(0); \quad (3.5)$$
$$\langle r_N^2\rangle^M = -6\,G_N'^M(0)/G_N^M(0).$$

Основной вклад в электромагнитные радиусы дает диаграмма рис.3б. Численные результаты приведены в табл. I. Видно, что имеется хорошее согласие с экспериментальными данными.

Рассмотрим β - распад нейтрона $n \to pe\bar{\nu}$. Соответствующая диаграмма изображена на рис.5. Матричный элемент записывается в стандартном виде:

$$M(n\to pe\bar{\nu}) = \frac{G}{\sqrt{2}}\, l_W \bar{p}\left[\gamma^\mu G_V(q^2) - \gamma^\mu\gamma^5 G_A(q^2) - q^\mu G_T(q^2)\right]n, \quad (3.6)$$

где l_W - лептонный ток. Экспериментально измеряется отношение $G_A(0)/G_V(0) \simeq 1{,}22$. В результате расчетов оказалось, что $G_A(0)/G_V(0)$ = 5/3. Данный результат находится в полном соответствии с предсказаниями нерелятивистских кварковых моделей [14].

4. Сильные мезон-нуклонные формфакторы

Целью данного параграфа является вычисление мезон-нуклонных формфакторов, которые играют фундаментальную роль при описании NN -рассеяния в рамках моделей мезонного обмена [4].

В ВКМ мезон-нуклонные формфакторы определяются вершинной диаграммой рис.6, где p, p' - импульсы нуклона в начальном и конечном состояниях, $q = p - p'$ - импульс мезона. На массовой поверхности нуклона вершинные части записываются в виде:

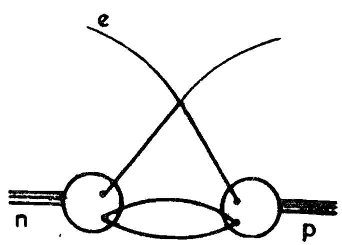


Рис.5

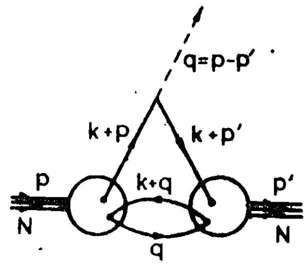


Рис.6

1.Псевдоскалярные мезоны $P(\pi,\eta,\eta')$.

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

$$T_\pi = \vec{\tau}\,,\quad T_\eta = I\cdot\sin\delta_P\,,\quad T_{\eta'} = I\cdot\cos\delta_P\,.$$

2. Скалярные мезоны $S(\delta,\sigma)$

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

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

3. Векторные мезоны $V(\rho,\omega)$

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

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

Техника расчета вершинных диаграмм подробно изложена в Приложении Б. Явный вид формфакторов приведен в Приложении В. В таблице 2 приведены численные значения для $G^2_{MNN}(0)/4\pi$ и для отношения $F_{VNN}(0)/G_{VNN}(0)$. Видно, что имеется согласие между полученными результатами и феноменологическими величинами, которые использовались для описания NN - рассеяния в мезонных теориях.

Таблица 2

Мезон	$G^2_{MNN}(0)/4\pi$	
	ВКМ	Другие подходы
π	15,22	14,08 /4/ 14,11 /29/ 16 ± 3 /25/
η	0,83	3,67 /29/ 4,27 /29/ 0 /31/
η'	21,87	3,77 /29/ 4,23 /29/
δ	0,89	0,82 /30/ 1,39 /32/
σ	3,2	5,33 /4/ 6 /1/
ρ	0,79 (F/G =3.9)	0,41 (F/G =6,1) /4/ 0,80 (F/G =3,7) /29/ 0,81 (F/G =3,6) /29/
ω	7,11 ($F/G \approx 0$)	10,60 /4/ 7,90 /29/

На рис.7 приведены графики сильных мезон-нуклонных формфакторов,

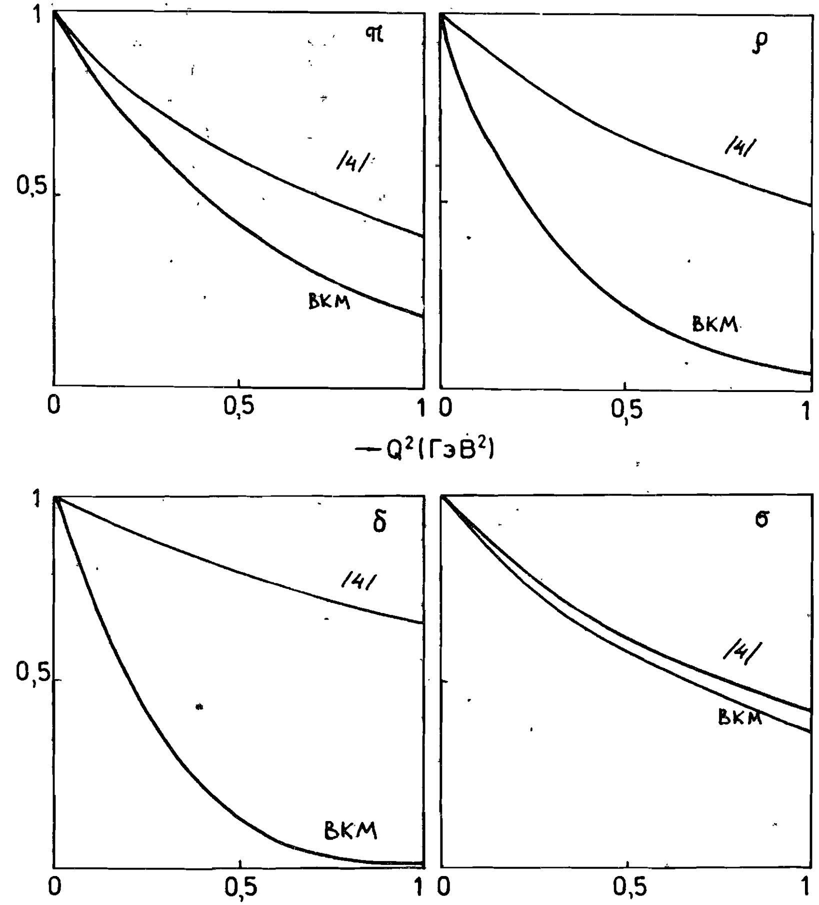


Рис.7

отнормированных к единице, $\left(G^2_{MNN}(Q^2)/4\pi\right)/\left(G^2_{MNN}(0)/4\pi\right)$ для пространственно-подобных значений $0 \leq Q^2 = -q^2 \leq 1$ ГэВ^2. Для сравнения представлены графики феноменологических формфакторов

$$G^2_{MNN}(Q^2)/G^2_{MNN}(0) = \frac{1}{\left[1 + Q^2/\Lambda^2_M\right]^2}\,,$$

которые использовались в работе/4/ (Λ_π = I,3 ГэВ, Λ_σ = I,25 ГэВ, Λ_ρ = I,5 ГэВ, Λ_δ = 2 ГэВ).

Видно, что имеется хорошее согласие в случае π- и σ -мезонов. Формфакторы для ρ- и δ -мезонов в ВКМ имеют более быстрое убывание, чем соответствующие феноменологические формфакторы. Такое быстрое убывание объясняется наличием нуля у формфакторов ρ- и δ -мезонов в районе $Q^2 \simeq$ I,5 (ГэВ)^2. По всей видимости, в нуклонном лагранжиане (2.2) следует учесть векторный вариант взаимодействия. Дальнейшая задача состоит в вычислении фаз NN - рассеяния с учетом сильных мезон-нуклонных формфакторов, полученных в данной работе. Такие расчеты планируется провести в будущем.

В заключение авторы выражают благодарность В.Б.Беляеву, Н.И.Кочелеву, А.И.Мачавариани, М.М.Мусаханову за стимулирующие обсуждения и полезные замечания.

Приложение А

Пропагатор кварка-виртона представим в виде/I6,I7/

$$\tilde{C}(\hat{p}) = L\exp\left\{l\hat{p} + \frac{L^2}{4}p^2\right\} = L\left\{a\left[\frac{L^2}{4}p^2\right] + \frac{L\hat{p}}{2}\, b\left[\frac{L^2}{4}p^2\right]\right\}. \qquad (А.I)$$

Как показано в /I6/, в интегралах, соответствующих любым диаграммам Фейнмана в ВКМ, с помощью промежуточной регуляризации можно перейти к евклидовой метрике. Удобно далее перейти к безразмерным импульсным переменным

$$-\left(\frac{Lp}{2}\right)^2 \Longrightarrow k_E^2. \qquad (А.2)$$

В этих переменных

$$\begin{aligned} a\left[-\left(\frac{Lp}{2}\right)^2\right] &= a\left[k_E^2\right] = \cos\xi\sqrt{k_E^2}\; e^{-k_E^2}, \\ b\left[-\left(\frac{Lp}{2}\right)^2\right] &= b\left[k_E^2\right] = \frac{\sin\xi\sqrt{k_E^2}}{\sqrt{k_E^2}}\; e^{-k_E^2}, \\ \xi = 1{,}1, \quad & L = 4{,}23\ \text{ГэВ}^{-1}. \end{aligned} \qquad (А.3)$$

При численных расчетах интегралов будет использоваться аппроксимация

$$\begin{aligned} a(k_E^2) &\simeq \tilde{a}(k_E^2) = \sum_{i=1}^{2}(-)^{i+1} a_i \exp\left\{-b_i k_E^2\right\}, \\ b(k_E^2) &\simeq \tilde{b}(k_E^2) = \sum_{i=1}^{2}(-)^{i+1} c_i \exp\left\{-d_i k_E^2\right\}, \end{aligned} \qquad (А.4)$$

где числовые коэффициенты равны

a_1 = 4,750I4, b_1 = I,I799I;
a_2 = 3,74854, b_2 = I,06433;

c_1 = 2,770I, d_1 = I,07889
c_2 = I,69958, d_2 = I,0I376. (А.5)

Аппроксимация удовлетворяет условию

$$\Delta = \max_{f=a,b} \frac{\|f-\tilde{f}\|}{\|f\|} \le 0{,}0034, \qquad (А.6)$$

где $\|f\| = \left[\int_0^{+\infty} dz \left[f(z) - \tilde{f}(z)\right]^2\right]^{1/2}$.

Приложение Б

Для иллюстрации техники вычислений рассмотрим вершинную диаграмму рис.6. В силу симметрии лагранжиана относительно перестановки кварков в каждой вершине однозначно выделяется поддиаграмма, соответствующая кварковой петле:

$$\Lambda^\Gamma(p,p') = 6g^2_{NN\Gamma}\, g_\Gamma \left[\frac{12}{L^2\pi^2}\right]^2 \cdot \int\frac{dk}{\pi^2 i}\cdot\left\{\frac{T}{2}\left[36\,\tilde{Z}_\Gamma \tilde{\Pi}_{PP} + 36\,\gamma^5 \tilde{Z}_\Gamma \gamma^5 \tilde{\Pi}_{SS}\right] + \frac{\vec{\tau}\,T\,\vec{\tau}}{2}\,\sigma^{\mu\nu}\gamma^5 \tilde{Z}_\Gamma\, \sigma^{\alpha\beta}\gamma^5 \tilde{\Pi}_{TT}^{\mu\nu,\alpha\beta}\right\}. \qquad (Б.I)$$

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

$$\tilde{\Pi}_{\Gamma_1\Gamma_2} \equiv \tilde{\Pi}_{\Gamma_1\Gamma_2}(-k) = \int\frac{dq}{\pi^2 i}\, Sp\left[\Gamma_1 \tilde{g}(\hat{q})\Gamma_2 \tilde{g}(\hat{k}+\hat{q})\right] \qquad (Б.2)$$

выражение, определяющее кварковую петлю,

$$\tilde{Z}_\Gamma \equiv \tilde{Z}_\Gamma(k) = \int_0^1 d\alpha\left\{\left[\tilde{b}(-z) - z\tilde{b}'(-z)\right]\Gamma - \tilde{b}'(-z)(\hat{k}+\hat{p}')\Gamma(\hat{k}+\hat{p}) - \tilde{a}'(-z)\left[(\hat{k}+\hat{p}')\Gamma + \Gamma(\hat{k}+\hat{p})\right]\right\} \qquad (Б.3)$$

кварковая линия с элементарной вершиной Γ,

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

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

Использование аппроксимации (А.4) позволяет вычислить интегралы (Б.I) и (Б.2) по импульсным переменным и представить их в виде конечных сумм. Например,

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

Полный список выражений , описывающих кварковые петли, приведен в Приложении В.

Вершинная пион-нуклонная часть имеет вид

$$\Lambda^i_{\pi NN}(q^2) = \tau^i \gamma^5 G_{\pi NN}(q^2),$$

где

$$G_{\pi NN}(q^2) = \frac{48 g_P}{\sqrt{2}} \cdot g_{NT}^2 \cdot \left[\frac{12}{L^2\pi^2}\right]^2 \cdot \int_0^1 d\alpha \sum_{ijk=1}^{2} (-)^{i+j+k+1} \cdot$$

$$\cdot \left\{ \frac{a_i a_j c_k}{[b_i b_j + d_k(b_i+b_j)]^2}\left[3 + \frac{10 d_k [m_N^2 b_i b_j + q^2\alpha(1-\alpha) d_k (b_i+b_j)]}{b_i b_j + d_k(b_i+b_j)}\right]\cdot\right.$$

$$\cdot \exp\left[m_N^2 \frac{b_i b_j d_k}{b_i b_j + d_k(b_i+b_j)}\right]\cdot \exp\left[q^2 \frac{\alpha(1-\alpha) d_k^2 (b_i+b_j)}{b_i b_j + d_k(b_i+b_j)}\right] + \frac{6 c_i c_j a_k b_k m_N}{[d_i d_j + b_k(d_i+d_j)]^3}$$

$$\cdot \left\{3 b_k + \frac{d_i d_j}{d_i+d_j} + \frac{d_i d_j b_k^2}{d_i d_j + b_k(d_i+d_j)}[m_N^2 - q^2\alpha(1-\alpha)]\right\}\cdot$$

$$\left.\cdot \exp\left[m_N^2 \frac{d_i d_j b_k}{d_i d_j + b_k(d_i+d_j)}\right]\cdot \exp\left[q^2 \frac{\alpha(1-\alpha) b_k^2 (d_i+d_j)}{d_i d_j + b_k(d_i+d_j)}\right]\right\}.$$

Приложение В

В этом приложении приведем без вычислений выражения для однопетлевых и двухпетлевых амплитуд всех исследуемых нами процессов.

I. Выражения, соответствующие кварковым петлям:

$$\tilde\Pi_{SS}(-k) = F_1(-k^2) - 2F_2(-k^2) - k^2 F_3(-k^2)$$

$$\tilde\Pi_{PP}(-k) = F_1(-k^2) + 2F_2(-k^2) + k^2 F_3(-k^2)$$

$$\tilde\Pi_{TT}^{\mu\nu,\alpha\beta}(-k) = [g^{\mu\alpha} g^{\nu\beta} - g^{\mu\beta} g^{\nu\alpha}][F_1(-k^2) - k^2 F_3(-k^2)] +$$

$$+ 2F_3(-k^2)[g^{\mu\alpha} k^\nu k^\beta + g^{\nu\beta} k^\alpha k^\mu - g^{\mu\beta} k^\alpha k^\nu - g^{\nu\alpha} k^\mu k^\beta]$$

где

$$F_1(-k^2) = \sum_{ij=1}^{2} (-)^{i+j} \frac{a_i a_j}{[b_i+b_j]^2} \exp\left[\frac{b_i b_j}{b_i+b_j} k^2\right]$$

$$F_2(-k^2) = \sum_{ij=1}^{2} (-)^{i+j} \frac{c_i c_j}{[d_i+d_j]^3} \exp\left[\frac{d_i d_j}{d_i+d_j} k^2\right], \quad F_3(-k^2) = \frac{dF_2(-k^2)}{dk^2}.$$

2. Структурные интегралы, соответствующие электромагнитной вершинной части:

$$F_N^{\{1,2\}}(q^2) = 48 g_{NT}^2 \left[\frac{12}{L^2\pi^2}\right]^2 F_V(q^2) \int_0^1 d\alpha \sum_{ijk=1}^{2} (-)^{i+j+k+1} I^{ijk}_{\{1,2\}N}(q^2,\alpha),$$

Здесь , где

$$F_V(q^2) = 1 + \frac{g_{\rho\gamma}(q^2)\, q^2}{m_\rho^2 - q^2}$$

$$I_{1p}^{ijk}(q^2,\alpha) = \frac{3 c_i d_i c_j d_j c_k d_k}{[d_i d_j + d_k(d_i+d_j)]^4}\left\{3 + \frac{2 d_i d_j d_k m_N^2}{[d_i d_j + d_k(d_i+d_j)]}\left(1 + \frac{d_i d_j d_k m_N^2}{d_i d_j + d_k(d_i+d_j)}\right)\right.$$

$$- \frac{d_k q^2 \alpha(1-\alpha)}{d_i d_j + d_k(d_i+d_j)}\left\{3 d_i d_j - 2 d_k(d_i+d_j) - \frac{4 d_k^2 (d_i+d_j)}{d_i+d_j} + 2q^2\alpha(1-\alpha)\cdot\right.$$

$$\left.\cdot d_k^2 (d_i+d_j) + \frac{2 m_N^2 d_k^2 [d_i^2 d_j^2 - d_i d_j d_k (d_i+d_j) + d_k^2 (d_i+d_j)^2]}{d_i d_j + d_k(d_i+d_j)}\right\}.$$

$$\cdot \exp\left[m_N^2 \frac{d_i d_j d_k}{d_i d_j + d_k(d_i+d_j)}\right]\cdot \exp\left[q^2\alpha(1-\alpha)\frac{d_k^2(d_i+d_j)}{d_i d_j + d_k(d_i+d_j)}\right] +$$

$$+ 6 \frac{a_i b_i a_j b_j a_k b_k m_N}{[b_i b_j + b_k(b_i+b_j)]^3}\cdot \exp\left[m_N^2 \frac{b_i b_j b_k}{b_i b_j + b_k(b_i+b_j)}\right]\cdot\exp\left[q^2 \frac{\alpha(1-\alpha) b_k^2 (b_i+b_j)}{b_i b_j + b_k(b_i+b_j)}\right]$$

$$I_{1n}^{ijk}(q^2,\alpha) = \frac{2 c_i c_j c_k d_k^2 q^2 \alpha(1-\alpha)}{[d_i d_j + d_k(d_i+d_j)]^5}\left[2q^2\alpha(1-\alpha) d_i d_j d_k^2 (d_i+d_j) +\right.$$

$$\left.+ 2 m_N^2 d_i^2 d_j^2 d_k + 3[d_i^2 d_j^2 - d_k^2(d_i+d_j)^2]\right]\cdot \exp\left[m_N^2 \frac{d_i d_j d_k}{d_i d_j + d_k(d_i+d_j)}\right]\cdot$$

$$\cdot \exp\left[q^2 \frac{\alpha(1-\alpha) d_k^2 (d_i+d_j)}{d_i d_j + d_k(d_i+d_j)}\right]$$

$$I_{2p}^{ijk}(q^2,\alpha)= \frac{6\, c_i d_i c_j d_j c_k d_k^2 m_N^2}{[d_i d_j + d_k(d_i+d_j)]^5}\Big[3d_k(d_i+d_j)-d_i d_j +$$

$$+\frac{d_i d_j d_k^2(d_i+d_j)}{d_i d_j + d_k(d_i+d_j)}\big[m_N^2 - q^2\alpha(1-\alpha)\big]\Big]\cdot \exp\Big[m_N^2\frac{d_i d_j d_k}{d_i d_j + d_k(d_i+d_j)}\Big]\cdot$$

$$\cdot\exp\Big[q^2\frac{\alpha(1-\alpha)\,d_k^2(d_i+d_j)}{d_i d_j + d_k(d_i+d_j)}\Big]+\frac{6\,a_i a_j a_k b_k^2(b_i+b_j)m_N}{[b_i b_j + b_k(b_i+b_j)]^3}\cdot$$

$$\cdot\exp\Big[m_N^2\frac{b_i b_j b_k}{b_i b_j + b_k(b_i+b_j)}\Big]\cdot\exp\Big[q^2\alpha(1-\alpha)\frac{b_k^2(b_i+b_j)}{b_i b_j + b_k(b_i+b_j)}\Big]$$

$$I_{2n}^{ijk}(q^2,\alpha)= \frac{2\, c_i d_i c_j d_j c_k d_k^2 m_N^2}{[d_i d_j + d_k(d_i+d_j)]^5}\Big[3\,d_i d_j + 6 d_k(d_i+d_j)+$$

$$+\frac{d_i d_j d_k}{d_i d_j + d_k(d_i+d_j)}\big[m_N^2(4 d_i d_j + d_k(d_i+d_j)) - q^2\alpha(1-\alpha)d_k(d_i+d_j)\big]\Big]\cdot$$

$$\cdot\exp\Big[m_N^2\frac{d_i d_j d_k}{d_i d_j + d_k(d_i+d_j)}\Big]\cdot\exp\Big[q^2\frac{\alpha(1-\alpha)\,d_k^2(d_i+d_j)}{d_i d_j + d_k(d_i+d_j)}\Big]+$$

$$+\frac{4\,a_i a_j a_k b_k m_N}{[b_i b_j + b_k(b_i+b_j)]^2}\cdot\exp\Big[\frac{m_N^2 b_i b_j b_k}{b_i b_j + b_k(b_i+b_j)}\Big]\cdot\exp\Big[q^2\frac{\alpha(1-\alpha)\,b_k^2(b_i+b_j)}{b_i b_j + b_k(b_i+b_j)}\Big].$$

3. Структурные интегралы, соответствующие сильной вершинной части:

$$C_{MNN}(q^2)=\frac{6\,g_M}{\sqrt{2}}\,g_{NT}^2\left[\frac{12}{L^2\pi^2}\right]^2\sum_{ijk=1}^{2}(-)^{i+j+k+1}\int_0^1 d\alpha\,\Phi_{MNN}^{ijk}(q^2,\alpha).$$

а) Псевдоскалярные мезоны

$$\Phi_{\pi NN}^{ijk}(q^2,\alpha)=\Phi_{1p}^{ijk}(q^2,\alpha)-\Phi_{2p}^{ijk}(q^2,\alpha)$$

$$\Phi_{\eta NN}^{ijk}(q^2,\alpha)=\Phi_{1p}^{ijk}(q^2,\alpha)+3\,\Phi_{2p}^{ijk}(q^2,\alpha),$$

где

$$\Phi_{1p}^{ijk}(q^2,\alpha)=36\Big[\frac{a_i a_j c_k}{[b_i b_j + d_k(b_i+b_j)]^2}\Big[1+\frac{2d_k^2(b_i+b_j)}{b_i b_j + d_k(b_i+b_j)}\big[m_N^2 b_i b_j+$$

$$+q^2\alpha(1-\alpha)d_k(b_i+b_j)\big]\Big]\cdot\exp\Big[m_N^2\frac{b_i b_j b_k}{b_i b_j + b_k(b_i+b_j)}\Big]\cdot\exp\Big[\frac{q^2\alpha(1-\alpha)b_k^2(b_i+b_j)}{b_i b_j + b_k(b_i+b_j)}\Big]$$

$$+\frac{2\,c_i c_j a_k b_k^2 m_N}{[d_i d_j + b_k(d_i+d_j)]^3}\cdot\exp\Big[m_N^2\frac{d_i d_j b_k}{d_i d_j + b_k(d_i+d_j)}\Big]\cdot\exp\Big[\frac{q^2\alpha(1-\alpha)b_k^2(d_i+d_j)}{d_i d_j + b_k(d_i+d_j)}\Big]\cdot$$

$$\cdot\Big[2+\frac{d_i d_j b_k\,(m_N^2-q^2\alpha(1-\alpha))}{d_i d_j + b_k(d_i+d_j)}\Big]\Big],$$

$$\Phi_{2p}^{ijk}(q^2,\alpha)=12\Big[\frac{a_i a_j c_k}{[b_i b_j + d_k(b_i+b_j)]^2}\Big(1-\frac{2}{3}d_k\frac{[m_N^2 b_i b_j + q^2\alpha(1-\alpha)d_k(b_i+b_j)]}{b_i b_j + d_k(b_i+b_j)}\Big)\cdot$$

$$\cdot\exp\Big[m_N^2\frac{b_i b_j d_k}{b_i b_j + d_k(b_i+b_j)}\Big]\cdot\exp\Big[q^2\frac{\alpha(1-\alpha)d_k^2(b_i+b_j)}{b_i b_j + d_k(b_i+b_j)}\Big]+\frac{2\,c_i d_i c_j d_j a_k b_k m_N}{[d_i d_j + b_k(d_i+d_j)]^3}\cdot$$

$$\cdot\Big[-\frac{2}{d_i+d_j}+\frac{b_k^2[m_N^2-q^2\alpha(1-\alpha)]}{d_i d_j + b_k(d_i+d_j)}\Big]\cdot\exp\Big[m_N^2\frac{d_i d_j b_k}{d_i d_j + b_k(d_i+d_j)}\Big]\cdot$$

$$\cdot\exp\Big[q^2\frac{\alpha(1-\alpha)b_k^2(d_i+d_j)}{d_i d_j + b_k(d_i+d_j)}\Big]\Big].$$

б) Скалярные мезоны

$$\Phi_{\delta NN}^{ijk}(q^2,\alpha)=\Phi_{1s}^{ijk}(q^2,\alpha)-\Phi_{2s}^{ijk}(q^2,\alpha)$$

$$\Phi_{\sigma NN}^{ijk}(q^2,\alpha)=\Phi_{1s}^{ijk}(q^2,\alpha)+3\,\Phi_{2s}^{ijk}(q^2,\alpha),$$

где

$$\Phi_{1s}^{ijk}(q^2,\alpha)=36\Big[\frac{a_i a_j c_k}{[b_i b_j + d_k(b_i+b_j)]^3}\Big[b_i b_j - 3d_k(b_i+b_j)+\frac{2b_i b_j d_k}{b_i b_j + d_k(b_i+b_j)}\cdot$$

$$\cdot\left[m_N^2 b_i b_j + q^2\alpha(1-\alpha)d_k(b_i+b_j)\right]\cdot \exp\left[m_N^2 \frac{b_i b_j d_k}{b_i b_j + d_k(b_i+b_j)}\right]\cdot$$

$$\cdot \exp\left[q^2\frac{\alpha(1-\alpha)d_k^2(b_i+b_j)}{b_i b_j + d_k(b_i+b_j)}\right] + 2\,\frac{c_i d_i c_j d_j a_k b_k^2 m_N}{\left[d_i d_j + b_k(d_i+d_j)\right]^4}\cdot\left[3 -\right.$$

$$\left.(m_N^2 - q^2\alpha(1-\alpha))\cdot\frac{b_k\,(d_i d_j - 2b_k(d_i+d_j))}{d_i d_j + b_k(d_i+d_j)}\right]\cdot \exp\left[m_N^2\frac{d_i d_j b_k}{d_i d_j + b_k(d_i+d_j)}\right]\cdot$$

$$\left.\cdot \exp\left[\frac{q^2\alpha(1-\alpha)\,b_k^2(d_i+d_j)}{d_i d_j + b_k(d_i+d_j)}\right]\right],$$

$$\Phi_{2S}^{ijk}(q^2,\alpha) = 12\left[\frac{a_i a_j c_k}{\left[b_i b_j + d_k(b_i+b_j)\right]^3}\left[b_i b_j - 3d_k(b_i+b_j) +\right.\right.$$

$$\left.+\ 2\,\frac{b_i b_j d_k}{b_i b_j + d_k(b_i+b_j)}\left[m_N^2 b_i b_j + q^2\alpha(1-\alpha)d_k(b_i+b_j)\right] + q^2\frac{b_i b_j d_k}{6}\right]\cdot$$

$$\exp\left[m_N^2\frac{b_i b_j d_k}{b_i b_j + d_k(b_i+b_j)}\right]\exp\left[q^2\frac{\alpha(1-\alpha)(b_i+b_j)d_k^2}{b_i b_j + d_k(b_i+b_j)}\right] +$$

$$+\ 2\,\frac{c_i d_i c_j d_j a_k b_k m_N}{\left[d_i d_j + b_k(d_i+d_j)\right]^4}\left[b_k - \frac{2d_i d_j}{d_i+d_j} + \frac{d_i d_j b_k^2(m_N^2 - q^2\alpha(1-\alpha))}{d_i d_j + b_k(d_i+d_j)}\right]\cdot$$

$$\left.\cdot \exp\left[m_N^2\frac{d_i d_j b_k}{d_i d_j + b_k(d_i+d_j)}\right]\cdot \exp\left[q^2\frac{\alpha(1-\alpha)\,b_k^2(d_i+d_j)}{b_i b_j + b_k(d_i+d_j)}\right]\right].$$

в) Векторные мезоны

$$^{ijk}\Phi^{V}_{\rho NN}(q^2,\alpha) = \Phi_{1V}^{ijk}(q^2,\alpha) - \Phi_{2V}^{ijk}(q^2,\alpha)$$

$$^{ijk}\Phi^{V}_{\omega NN}(q^2,\alpha) = \Phi_{1V}^{ijk}(q^2,\alpha) + 3\Phi_{2V}^{ijk}(q^2,\alpha),$$

где $\Phi_{1V}^{ijk}(q^2,\alpha) = 12\ I_{1p}^{ijk}(q^2,\alpha)$

$$\Phi_{2V}^{ijk}(q^2,\alpha) = 4\left(I_{1p}^{ijk}(q^2,\alpha) + 2\,I_{1n}^{ijk}(q^2,\alpha)\right)$$

$$^{ijk}\Phi^{T}_{\rho NN}(q^2,\alpha) = \Phi_{1T}^{ijk}(q^2,\alpha) - \Phi_{2T}^{ijk}(q^2,\alpha)$$

$$^{ijk}\Phi^{T}_{\omega NN}(q^2,\alpha) = \Phi_{1T}^{ijk}(q^2,\alpha) + 3\,\Phi_{2T}^{ijk}(q^2,\alpha),$$

где $^{ijk}\Phi^{T}_{1T}(q^2,\alpha) = 12\ I_{2p}^{ijk}(q^2,\alpha)$,

$$^{ijk}\Phi^{T}_{2T}(q^2,\alpha) = 4\left[I_{2p}^{ijk}(q^2,\alpha) + 2I_{2n}^{ijk}(q^2,\alpha)\right].$$

Литература

I. Браун Дж.Е., Джексон А.Д. Нуклон-нуклонные взаимодействия М.: Атомиздат, I979.
2. Holinde K.-Phys.Rep., 68, p.121, 1981.
3. Bagnoud X., Holinde K., Machleidt R.-Phys.Rev., C29, P.1792,1984.
4. Machleidt R. In: Proceedings of IX European Conference on Few-Body Problems in Physics, Tbilisi, 1984,p.218,World Scientific, Singapore.
5. Greenberg O.W., Lipkin H.J.-Nucl.Phys., A370, p.349, 1981.
6. DeTar C.-Phys.Rev., D17, p.302, 323, 1978, ibid D19, p.1028, 1979.
7. Jaffe R.L., Low F.E.-Phys.Rev. D19, p.2105, 1979.
8. Simonov Yu.A.-Phys.Lett. B107, p.1, 1981.
9. Симонов Ю.А.-ЯФ, 36, с.722, I982.
10. Bakker B.L.G. et al.-Phys.Rev., C25, p.1134, 1982.
11. Bozoian M., Weber M.J.-Phys.Rev., C28, p.811, 1983.
12. Weber M.J. In: Proceedings of VII Intern. Seminar on High Energy Physics Problems. Multiquark Interactions and QCD, Dubna, 1984, D1,2-84-599, p.420-429.
13. Eguchi T.-Phys.Rev. D14, p.2755, 1976.
14. Chodos A. et al.-Phys.Rev., D9, p.3471, 1974; DeGrund T. et.al.-Phys.Rev., D12, p.2060, 1975.
15. Isgur N., Karl G.-Phys.Rev., D18, p.4187, 1978; ibid. D21, p.3175, p.1980.

16. Ефимов Г.В., Иванов М.А.–ЭЧАЯ, т.I2, с.I220, I98I.
17. Ефимов Г.В., Иванов М.А., Рапортиренко А.М. ОИЯИ-Р2-85-594, Дубна, I985.
18. Ефимов Г.В., Иванов М.А. В сб.: УП Международное совещание по проблемам квантовой теории поля. ОИЯИ, Д2-84-366, Дубна, I984.

19. Ioffe B.L.–Nucl Phys. B188, p.317, 1981
20. Particle Data Group.–Phys.Lett., v.170B, 1986.
21. Borkowski F. et al.–Nucl.Phys., v.222A, N2, p.269, 1974.
22. Höhler G. et al.–Nucl.Phys., v.114B, p.505, 1976.
23. Dziembowski et al.–Zeit. F.Ph., v.106, N3, p.231, 1981.
25. Иоффе Б.Л. В сб.: Труды зимн.школы ЛИЯФ.Л.: ЛИЯФ АН СССР,I985,с.II3.
26. Кобзарев И.Ю., Мартемьянов Б.В., Щепкин М.Г. – ЯФ, т.30, в.2(8) стр.504, I979.
27. Мусаханов М.М.–ЯФ, т.34, в.4 (IO), стр.II23, I98I.
28. Barik N. and Dash B.K.–Phys.Rev., 34D, N7, p.2092, 1986.
29. Dumbrajs O. et al.–Nucl. Phys., v.216B, N2, p.277, 1983.
30. Holinde K., Machleidt R.–Nucl.Phys., v.256A, p.479, 1976.
31. Grein W., Kroll P.–Nucl.Phys., v.338A, p.332, 1980.
32. Stagat R. et al.–Phys.Rev., v.3C, p.552, 1971.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 июня I987 года.

Ефимов Г.В., Иванов М.А., Любовицкий В.Е. Р2-87-384
Кварковая структура нуклона и сильные мезон-нуклонные формфакторы

Нуклон как трехкварковая система исследуется в виртон-кварковой модели. Вычислены основные статические характеристики протона и нейтрона: магнитные моменты, электромагнитные радиусы, отношение C_A/C_V. Получены сильные мезон-нуклонные формфакторы, определяющие нуклон-нуклонный потенциал как функции квадрата переданного импульса мезона. Приведено сравнение с феноменологическими формфакторами, которые используются для описания фаз NN-рассеяния в моделях однобозонного обмена.

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. P2-87-384
Nucleon Quark Structure and Strong Meson-Nucleon Form Factors

The nucleon is considered as a three-quark system in the virton-quark model. The main statistic properties of proton and neutron are calculated: magnetic moment, electromagnetic radii, G_A/G_V ratio. Strong meson-nucleon form factors which determine nucleon-nucleon potential are obtained as a function of meson momenta. Our results are compared with phenomenological form factors used for description of phases of NN-scattering in OBE-model.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987