

КВАРКОВЫЕ АСПЕКТЫ НЕСОХРАНЕНИЯ ЧЕТНОСТИ В НУКЛОННЫХ СИСТЕМАХ

В. М. Дубовик

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

С. В. Зенкин

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

И. Т. Обуховский, Л. А. Тосунян

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

Анализируются и сравниваются два подхода к эффектам несохранения четности (НЧ) в нуклонных системах: основанный на мезонной картине ядерных сил — потенциальный и кварк-ядерный подход, использующий представление о NN -системе на малых расстояниях как мультикварковой. Обзор преследует следующие цели: осветить теоретические подходы к изучению такого сложного явления, как НЧ в слабых NN -взаимодействиях на современном кварковом уровне и дать основы соответствующих формализмов; показать, что стандартная электрослабая модель при включении цветовых взаимодействий между кварками (КХД) является реалистическим базисом для описания эффектов НЧ в NN -системах и ядрах при низких энергиях; продемонстрировать, что уточнение экспериментальных данных может помочь дальнейшему развитию калибровочных моделей и детализации картины ядерных сил.

We analyse and compare two approaches to the effects of parity nonconservation (PNC) in nucleon systems: i) the potential one based on the meson representation of nuclear forces and ii) the quark-nuclear one in which an NN -system at short distances is represented as a multiquark association. The aim of the review is as follows: to clarify a theoretical basis of the study of the complicated phenomenon, the PNC in NN -interactions on the modern quark level and to expound the corresponding formalisms; to show that the standard electroweak model with including colour interactions between quarks (QCD) is a realistic ground for describing the PNC effects in NN -systems and nuclei at low energies; to demonstrate that more accurate experimental data will make it possible to determine important characteristics in gauge theories and to promote further development of ideas on nuclear forces.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема несохранения четности привлекает внимание физиков уже более 30 лет. Одной из сложнейших частей этой проблемы является несохранение четности (НЧ) в нуклон-нуклонных и ядерных реакциях. Поэтому как соответствующие экспериментальные данные,

так и методы теоретического описания НЧ в этой области при всей их важности для физики фундаментальных взаимодействий еще далеки от того, чтобы считать их исчерпывающими.

Измерение эффектов НЧ в ядерной физике затрудняется тем, что они разыгрываются на мощном фоне сильных и электромагнитных процессов. Достаточно полный банк экспериментальных данных по наблюдению этих тончайших, обычно поляризационных, эффектов был накоплен только к концу 70-х годов. В это же время, в связи с развитием кварковых моделей адронов и калибровочных теорий электро-слабых [1] и цветовых взаимодействий [2], возникла единая динамическая основа для количественного анализа подобных явлений. Вместе с тем теоретическое изучение НЧ в NN -взаимодействиях технически еще более усложнилось из-за комплексного характера проблемы.

В методическом плане постановка задач по описанию эффектов НЧ в этой области связана с решениями принципиальных и технических проблем квантовой теории поля, релятивистской задачи двух тел, теории многочастичных адронных систем и реакций и др. Для того чтобы вычислить наблюдаемые параметры НЧ, необходимо практическое знание единых калибровочных теорий, арсенала приемов низкоэнергетической феноменологии сильных взаимодействий при переходе от кваркового описания к адронному, хорошая ориентировка при выборе волновых функций NN - и ядерных систем. Таким образом, требуется описание НЧ на каждом из трех уровней структурного рассмотрения: кварковом, адронном, ядерном и умение переходить от одного уровня описания НЧ к другому.

Результаты изучения НЧ в NN -взаимодействиях на адронном и ядерном уровнях были в свое время подытожены в книге [3] и обзорах [4]. В последнее десятилетие идеологический центр тяжести переместился в кварковую область (см. обзоры [5, 6]). В данном обзоре мы схематически изложим два подхода к описанию НЧ в слабых NN -взаимодействиях, уделяя основное внимание кварковым аспектам проблемы и отмечая лишь принципиальные моменты вычислений. Мы попытаемся здесь ответить на вопрос, насколько адекватна стандартная электрослабая модель (СЭСМ) и наши способы описания ядерных сил природе явления НЧ.

В настоящее время можно считать, что СЭСМ нашла подтверждение в лептон-лептонном и лептон-адронном секторах. В адрон-адронном секторе ситуация намного сложнее. Во-первых, наличие кварк-глюонных взаимодействий существенно перенормирует затравочные электрослабые амплитуды (и даже приводит к появлению в них новых структур). Эти эффекты перенормировки пока рассчитывают с помощью пертурбативной техники, точность результатов которой в данном случае трудно оценить. Во-вторых, отсутствует удовлетворительная динамическая модель адронов, построенная на основе квантовой хромодинамики (КХД). Поэтому переход от фундаментального кваркового рассмотрения НЧ с помощью квантово-полевых теорий

СЭСМ и КХД к описанию эффектов НЧ в терминах адронов опирается на отдельные положения типа РСАС и СВС, приближенные симметрии, например $SU(6)$, и кварковые модели адронов вроде модели релятивистского осциллятора или массачусетского мешка (ММ). До сих пор также не удается последовательно и корректно вывести из первых принципов удобные для описания низкоэнергетических NN -взаимодействий сильные и слабые потенциалы. В последнее время, однако, интенсивно разрабатываются обходные пути, например кварк-ядерный подход, в котором NN -взаимодействия на малых расстояниях описываются непосредственно в терминах кварков, а не через обмены мезонами.

Напомним, что изучение эффектов НЧ в NN -взаимодействиях долго определялось желанием понять структуру (например, изотопическую) слабого гамильтониана (см. [3] и приведенную там литературу). Теперь, поскольку экспериментально доказано существование переносчиков слабых взаимодействий — тяжелых промежуточных векторных W - и Z -бозонов, задача стала шире и глубже. Так, прецизионные измерения интерференции сильных и слабых амплитуд могли бы давать ценную информацию о взаимодействиях кварков в составе адронов [7]. В конечном итоге это способствовало бы прояснению сущности самого понятия кварк и пониманию кварковых механизмов сильных взаимодействий, в том числе прояснению смысла NN -потенциалов.

В настоящее время последовательность действий при описании эффектов НЧ с помощью слабого NN -потенциала включает в себя следующие этапы:

- 1) нахождение эффективного гамильтониана НЧ в терминах кварков;
- 2) вычисление несохраняющих четность взаимодействий в вершинах MNN ($M = \pi, \rho, \omega$);
- 3) нахождение потенциала несохраняющих четность NN -взаимодействий обычно в приближении одномезонного обмена (далее этот потенциал будем обозначать английской аббревиатурой ОВЕР);
- 4) нахождение волновых функций конкретной нуклонной системы с помощью какой-либо модели адронных взаимодействий;
- 5) вычисление наблюдаемого эффекта НЧ.

Обсуждаемые в этой статье конкретные результаты получены на основе СЭСМ и КХД [далее их объединение будем называть просто стандартной моделью $SU(2)_L \times U(1) \times SU(3)_C$]. В основном тексте и в приложениях мы довольно подробно изложим «кварковую» часть этой программы. Относительно же п. 3 сделаем следующее замечание.

Слабый несохраняющий четность NN -потенциал в моделях ОВЕР выводится на основе диаграммы рис. 1 (методику см., например, в обзоре Фишбаха и Тадича [4]). Диаграмма рис. 1, a описывает действующую часть потенциала с $\Delta I = 1$ и с радиусом $\bar{r} \approx 2,2m_\pi^{-1} \approx \approx 3$ фм. В этой области поведение сильных взаимодействий однозна-

чно восстанавливается из экспериментальных данных и хорошо согласуется с ОВЕР. Диаграмма рис. 1, *b* определяет короткодействующую ($\bar{r} \approx 2,2 m\bar{v}^{-1} \approx 0,6$ фм) часть потенциала с $\Delta I = 0, 1, 2$. Однако в этой области (условно назовем ее областью кора) поведение сильных волновых функций известно плохо, и описание NN -взаимодействий через ОВЕР является менее определенным (см., например, [8]). Наконец, диаграмму «контактного» слабого взаимодействия (рис. 2) обычно вообще не принимают во внимание, так как ее вклад определяется расстоянием $r \sim 10^{-3}$ фм, где волновые функции NN -систем практически обращаются в нуль.

Ядерные системы являются все же достаточно плотными и даже в дейтроне перекрывание волновых функций нуклонов дает конечную

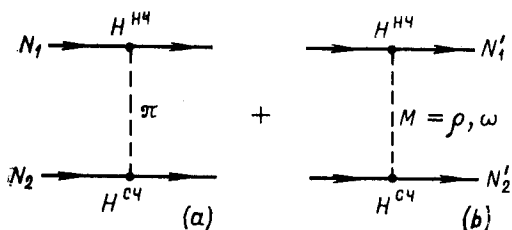


Рис. 1. Диаграммы, определяющие «слабый» ОВЕР с несохранением четности

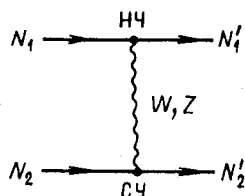


Рис. 2. Диаграмма прямого слабого взаимодействия нуклонов с несохранением четности

вероятность образования флуктонов (флуктуаций ядерной плотности [9]). На языке кварков это означает, что все шесть кварков NN -системы могут «оказаться в одном мешке» [10—12]. Такие состояния имеют ряд специфических свойств и объединяются под названием мультикварковых. Заметим, что часть мультикварковых состояний не может проявляться как наблюдаемые резонансы из-за наличия открытого канала распада в бесцветные адроны [13]. Однако ряд сообщений о наблюдении экзотических состояний (в том числе дибарионов) в настоящее время широко обсуждается (см., например, [14]).

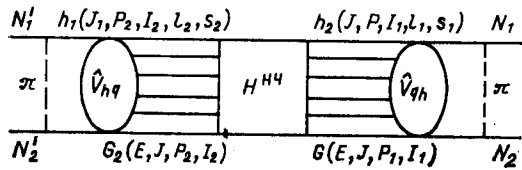
Базис шестикварковых (далее $6q$) состояний, построенный в работах [15—17], оказывается полезным при изучении NN -взаимодействий на малых расстояниях. Так, вследствие принципа Паули, на малых расстояниях в NN -системе возникают цветные $3q$ -кластеры, $\Delta\Delta$ -компонента, объясняющая, возможно, появление Δ -изобары в ядрах [10, 11, 18] и т. п. Кроме того, кварковая модель кора, в противоположность феноменологическим потенциалам NN -взаимодействия с отгаликивающей сердцевинкой, приводит к волновым функциям, дающим ненулевую плотность адронной материи в области $r \leq r_c$, что должно проявляться в экспериментах с большими переданными им-

пульсами в нуклон-ядерном и ядро-ядерном рассеянии и в эффектах НЧ.

Перекрытие кварковых остовов нуклонов на малых расстояниях приводит к тому, что в составе $6q$ -системы обмены W -, Z -бозонами идут уже между всеми кварками и, таким образом, роль прямых обменов резко возрастает. Способ расчета эффектов НЧ через мультикварковые состояния назван был нами кварк-ядерным. Первая попытка его развития была сделана в [19] в применении к процессу радиационного захвата тепловых нейтронов протонами $np \rightarrow d\gamma$.

Последующее продвижение в этом подходе было связано с кварковым описанием сильных NN -взаимодействий в рамках P -матричного формализма Джаффе — Лоу [20], получившего микроскопически обоснованную формулировку в модели составного кваркового

Рис. 3. Диаграмма, описывающая НЧ в слабом взаимодействии двух нуклонов в модели СКМ. ОБЕР в ней может быть заменен любым реалистичским потенциалом (ОБЕР — потенциал однопионного обмена)



мешка (СКМ) [21]. Описание НЧ в СКМ более последовательно в том отношении, что амплитуды и сильных и слабых NN -взаимодействий в нем можно найти взаимосогласованным образом в рамках одних и тех же динамических уравнений. Модель СКМ является, однако, гибридной моделью, так как дальнедействующую компоненту ядерных сил в нее вводят с помощью пионного обмена, а в области перекрытия нуклонных кварковых мешков используют шестикварковый мешок.

В модели СКМ NN -взаимодействие с НЧ происходит в три этапа (рис. 3): 1) сильное взаимодействие между нуклонами V_{qh} , приводящее к образованию $6q$ -мешка; 2) слабое несохраняющее четность взаимодействие между кварками, описывающееся, например, эффективным гамильтонианом стандартной модели, в результате которого начальное состояние СКМ переходит в конечное и 3) распад конечного состояния СКМ на нуклоны. Последовательность вычислений в этой модели будет разобрана в тексте обзора.

Итак, оба рассматриваемых подхода: и потенциальный и кварк-ядерный исходят из фундаментальных калибровочных теорий СЭСМ и КХД. Для получения же окончательных результатов приходится вводить ряд специальных предположений и дополнительно пользоваться составными моделями нуклонов и ядер. Иерархию средств и последовательность их использования отражает схема, приведенная на рис. 4. Ее подробное обсуждение мы проведем в заключении.

Обзор построен следующим образом: в разд. 1 отражены достижения последних десяти лет в развитии потенциального подхода. Освещаются основные этапы расчета эффективного гамильтониана тео-

рии $SU(2)_L \times U(1) \times SU(3)_C$ и констант НЧ в MNN -вершинах h_M . Обсуждаются результаты расчета эффектов НЧ в малонуклонных реакциях и в ядерных переходах. Отмечается согласие теоретических и экспериментальных результатов при учете нефакторизуемых вкладов, особенно в константах НЧ-взаимодействия нуклонов с ρ -мезонами. Методики расчета эффективного гамильтониана и констант h_M [22—25] приведены в приложениях А и Б соответственно.

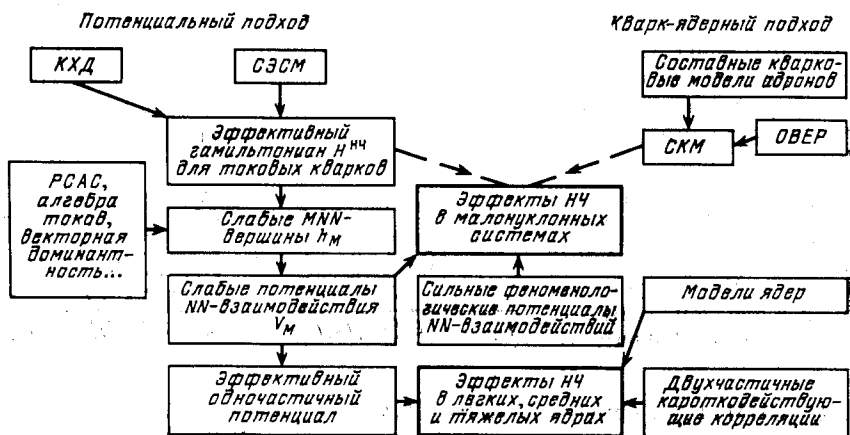


Рис. 4. Схема, поясняющая взаимосвязи средств, используемых для расчета эффектов НЧ в NN -взаимодействиях и в ядрах

В разд. 2 обсуждается кварк-ядерный подход к изучению малонуклонных реакций на примере вычисления с помощью СКМ циркулярной поляризации γ -квантов (P_γ) в реакции $pr \rightarrow d\gamma$ и асимметрии рассеяния (A_L) продольно-поляризованных протонов на неполяризованных протонах.

В заключение выявляются взаимосвязи подходов и возможности их дальнейшего развития. Подчеркивается важность изучения эффектов НЧ, дающих возможность тестирования кварковых моделей адронов и схем объединения калибровочных взаимодействий.

1. ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ ПОДХОД

В этом подходе несохраняющие четность NN -взаимодействия вводятся через одномезонные обмены (см. рис. 1) и определяют гамильтонианами взаимодействий в вершинах MNN :

$$H_{MNN} = H_{MNN}^{CH} + H_{MNN}^{NC}, \quad M = \pi, \rho, \omega; \quad (1)$$

$$H_{MNN}^{CH} = ig_\pi \bar{N} \gamma_5 \tau \pi N + g_\rho \bar{N} \left(\gamma^\mu \tau \rho_\mu + \frac{\chi_V}{2M_N} \sigma^{\mu\nu} \tau \partial_\nu \rho_\mu \right) N + g_\omega \bar{N} \left(\gamma^\mu \omega_\mu + \frac{\chi_S}{2M_N} \sigma^{\mu\nu} \partial_\nu \omega_\mu \right) N; \quad (1a)$$

$$\begin{aligned}
 H_{MNN}^{\text{HЧ}} &= \frac{1}{\sqrt{2}} h_{\pi} \bar{N} (\boldsymbol{\tau} \times \boldsymbol{\pi})^3 N + \\
 &+ \bar{N} \left(h_{\rho}^0 \boldsymbol{\tau} \rho_{\mu} + h_{\rho}^1 \rho_{\mu}^3 + h_{\rho}^2 \frac{3\tau_1^3 \rho_{\mu}^3 - \tau_1 \rho_{\mu}}{2\sqrt{6}} \right) \gamma^{\mu} \gamma_5 N + \\
 &+ \bar{N} (h_{\omega}^0 \omega_{\mu} + h_{\omega}^1 \tau^3 \omega_{\mu}) \gamma^{\mu} \gamma_5 N.
 \end{aligned} \quad (16)$$

Гамильтониан $H_{MNN}^{\text{СЧ}}$ определяет сохраняющие четность сильные взаимодействия в вершинах MNN . Здесь $N = (p, n)$, $\boldsymbol{\tau}$ — матрицы Паули в изотопическом пространстве, $\sigma^{\mu\nu} = \frac{1}{2i} [\gamma^{\mu}, \gamma^{\nu}]$, $\chi_V = \mu_p - \mu_n - 1 \approx 3,7$, $\chi_S = \mu_p + \mu_n - 1 = -0,12$, где μ_N — магнитные моменты нуклонов.

С целью анализа следствий стандартной модели значения констант g_M берутся с учетом общих положений адронной теории (которым заведомо не должна противоречить стандартная модель), а не из подгонок фаз NN -рассеяния с помощью сильных ОБЕР [26] (заведомо неадекватных уже из-за включения фиктивных частиц). Из дисперсионных соотношений для амплитуд $\pi^{\pm}p$ -рассеяния мы имеем $|g_{\pi}| = 13,4$; константы g_{ρ} и g_{ω} вследствие универсальности векторных мезонов и $SU(3)$ -симметрии $H_{MNN}^{\text{СЧ}}$ представляются в виде: $g_{\rho} = \frac{1}{2} f_{\rho}$, $g_{\omega} = \frac{3}{2} f_{\rho}$, $|f_{\rho}| \approx 5,1$ [27].

При расчете наблюдаемых эффектов для определенности обычно считают g_M положительными (см., например, [4, 5]). Однако это предположение несущественно и произведения $g_M h_M$, характеризующие несохраняющие четность NN -взаимодействия, не зависят от знаков g_M [28].

Гамильтониан $H^{\text{HЧ}}$ задает вид несохраняющих четность взаимодействий в MNN -вершинах. В силу сохранения СР-четности $\pi^0 NN$ -взаимодействие здесь запрещено и потенциал $V_{\pi}^{\text{HЧ}}$ имеет только $\Delta I = 1$ форму. Несохраниющие четность взаимодействия в вершине ρNN определяются тремя константами h_{ρ}^0 , h_{ρ}^1 , h_{ρ}^2 (т. е. разрешены все изотопические компоненты $\Delta I = 0, 1, 2$). Несохраниющие четность взаимодействия в вершине ωNN определяются двумя константами h_{ω}^0 , h_{ω}^1 ($\Delta I = 0, 1$).

Константы g_M , h_M и диаграммы рис. 1 в нерелятивистском приближении однозначно задают несохраняющий четность потенциал NN -взаимодействий [3, 29]:

$$V^{\text{HЧ}} = V_{\pi}^{\text{HЧ}} + V_V^{\text{HЧ}}; \quad (2)$$

$$V_{\pi}^{\text{HЧ}} = \frac{i}{2\sqrt{2}} g_{\pi} h_{\pi} (\boldsymbol{\tau}_1 \times \boldsymbol{\tau}_2)^3 (\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2) \left[\frac{\mathbf{p}}{M_N}, f_{\pi}(r) \right]; \quad (2a)$$

$$V_V^{\text{HЧ}} = -g_{\rho} \left(h_{\rho}^0 \boldsymbol{\tau}_1 \boldsymbol{\tau}_2 + h_{\rho}^1 \frac{\boldsymbol{\tau}_1^3 + \boldsymbol{\tau}_2^3}{2} + h_{\rho}^2 \frac{3\boldsymbol{\tau}_1^3 \boldsymbol{\tau}_2^3 - \boldsymbol{\tau}_1 \boldsymbol{\tau}_2}{2\sqrt{6}} \right) \times$$

$$\begin{aligned}
& \times \left((\sigma_1 - \sigma_2) \left\{ \frac{\mathbf{p}}{M_N}, f_V(r) \right\} + i(1 + \chi_V) \sigma_1 \times \sigma_2 \left[\frac{\mathbf{p}}{M_N}, f_V(r) \right] \right) + \\
& \quad + g_\rho h_\rho^1 \frac{\tau_1^3 - \tau_2^3}{2} (\sigma_1 + \sigma_2) \left\{ \frac{\mathbf{p}}{M_N}, f_V(r) \right\} - \\
& - g_\omega \left(h_\omega^0 + h_\omega^1 \frac{\tau_1^3 + \tau_2^3}{2} \right) \left((\sigma_1 - \sigma_2) \left\{ \frac{\mathbf{p}}{M_N}, f_V(r) \right\} + i(1 + \chi_S) \sigma_1 \times \right. \\
& \quad \left. \times \sigma_2 \left[\frac{\mathbf{p}}{M_N}, f_V(r) \right] \right) - g_\omega h_\omega^1 \frac{\tau_1^3 - \tau_2^3}{2} (\sigma_1 + \sigma_2) \left\{ \frac{\mathbf{p}}{M_N}, f_V(r) \right\}. \quad (26)
\end{aligned}$$

Здесь $r = |\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2|$, $\mathbf{p} = \frac{1}{2}(\mathbf{P}_1 - \mathbf{P}_2)$, $f_M = \frac{\exp(-m_M r)}{4\pi r}$, $[A, B] = AB - BA$, $\{A, B\} = AB + BA$, и мы положили $m_\rho = m_\omega = m_V$. Пионный потенциал $V_\pi^{\text{HЧ}}$ имеет эффективный радиус $\bar{r}_\pi \approx 3$ фм и определяет дальнедействующую часть ОВЕР. Потенциал $V_V^{\text{HЧ}}$, обусловленный обменом векторными мезонами, составляет короткодействующую часть ОВЕР; его эффективный радиус $\bar{r}_V \approx 0,6$ фм. Отметим здесь, что вопрос о роли $2M$ -обменов в несохраняющих четность NN -взаимодействиях пока не имеет полностью удовлетворительного ответа. Естественно ожидать, что из обменов такого типа доминирующими являются двухпионные обмены. Потенциал $V_{2\pi}^{\text{HЧ}}$ наиболее полно изучался в [30]. В этой работе было показано, что вклад $V_{2\pi}^{\text{HЧ}}$ может достигать 30 % от вклада ОВЕР. Однако, как было замечено в [31] (см. также [32]), учет $V_{2\pi}^{\text{HЧ}}$ наряду с ОВЕР сталкивается с проблемой двойного счета. Вслед за [5, 30, 31] мы будем считать, что матричные элементы потенциала ρ -вкладов в ОВЕР эффективно учитывают главную часть вклада 2π -обменов.

Итак, проблема введения несохраняющих четность NN -взаимодействий в потенциальном подходе сводится к вычислению шести констант $h_\pi, h_\rho^0, h_\rho^1, h_\rho^2, h_\omega^0, h_\omega^1$. Эти константы определяются матричными элементами $\langle NM | H^{\text{HЧ}} | N \rangle$, где $H^{\text{HЧ}}$ — эффективный гамильтониан несохраняющих четность взаимодействий тех объектов теории, в терминах которых формулируются фундаментальные взаимодействия (у нас — кварков). Задача вычисления констант h_M при этом естественным образом распадается на две: 1) нахождение эффективного гамильтониана $H^{\text{HЧ}}$; 2) вычисление матричных элементов $\langle NM | H^{\text{HЧ}} | N \rangle$. Мы рассмотрим эти задачи последовательно.

Эффективный гамильтониан $H^{\text{HЧ}}$ определяется как локальный оператор, в первом порядке генерирующий несохраняющие четность адрон-адронные амплитуды. Гамильтониан $H^{\text{HЧ}}$ может задаваться феноменологически. В этом случае он обычно записывается в виде (см., например, [3]):

$$H^{\text{HЧ}} = \sqrt{2} C_{ij} A^{ij} V_\mu^j, \quad (3)$$

где A_μ^i — аксиальные, V_μ^j — векторные адронные токи (i, j — унитарные индексы), а коэффициенты C_{ij} определяют структуру несо-

храняющих четность взаимодействий (см., например, [33, 34], где приведены C_{ij} для феноменологического варианта СЭСМ).

Общая структура эффективного гамильтониана слабых кварк-кварковых взаимодействий H в объединенных калибровочных теориях была исследована в [35]. $H^{\text{НЧ}}$ представляет собой несохраняющую четность часть эффективного гамильтониана H :

$$\begin{aligned} \langle f | T \exp \left[i \int d^4x \mathcal{L}(x) \right] - 1 | i \rangle = \\ = -i (2\pi)^{4\delta^4} (p_i - p_f) \langle f | H(0) | i \rangle, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\mathcal{L} = \mathcal{L}_W + \mathcal{L}_s$.

Основным результатом этих работ явилось доказательство того, что часть H , не сводящаяся к перенормировке \mathcal{L} , конечна, причем ее главные члены имеют порядок $O(G \sim g_W^2/M_W^2)$ (g_W — калибровочная константа, M_W — характерный масштаб слабых взаимодействий).

Явный вид $\Delta S = 1$ части эффективного гамильтониана, $H_{\Delta S=1}$, в стандартной модели с безмассовыми кварками во втором порядке по g_W и всех порядках по α_s (в главном логарифмическом приближении) был получен в [36]. При этом было обнаружено, что кварк-глюонные взаимодействия приводят к усилению октетной компоненты и подавлению 27-плетной компоненты $H_{\Delta S=1}$. Эффективный гамильтониан $H_{\Delta S=0}^{\text{НЧ}}$ был выведен (в тех же приближениях) в [22] и были найдены аналогичные эффекты. Следующий шаг в понимании структуры $H^{\text{НЧ}}$ в стандартной модели был связан с учетом реального различия масштабов кварковых масс: $m_c \gg m_{u,d,s}$.

Так, в [37] было показано, что логарифмические вклады $(\alpha_s \ln m_c / \mu_0)^n$ в $H_{\Delta S=1}$ уже в первом порядке по α_s ($n = 1$) приводят к появлению в нем новых, включающих нейтральные правые токи, октетных операторов, так называемых «пингвинов». В [38] с учетом различия масштабов m_c и $m_{u,d,s}$ (в главном логарифмическом приближении) была получена $\Delta I = 1$ часть $H_{\Delta S=0}^{\text{НЧ}}$, а в [39] — полный эффективный гамильтониан $H_{\Delta S=0}^{\text{НЧ}}$.

Покажем, как формируется $H^{\text{НЧ}}$ в стандартной теории $SU(2)_L \times U(1) \times SU(3)_C$. Фундаментальными в этом случае являются взаимодействия токовых кварков с тяжелыми W - и Z -бозонами (\mathcal{L}_W) и глюонами (\mathcal{L}_s). Эффективный гамильтониан $H^{\text{НЧ}}$ задается выражением, которое оказывается локальным оператором в первом порядке по $G \sim g_W^2/M_W^2$ [35]:

$$\begin{aligned} H^{\text{НЧ}} = \frac{G}{\sqrt{2}} \left\{ M_W^2 \int d^4x D(x, M_W) T \left(j_\mu^+(x) j^{-\mu}(0) \times \right. \right. \\ \times \exp \left[i \int d^4y \mathcal{L}_s(y) \right] \left. \right\} + M_Z^2 \int d^4x D(x, M_Z) \times \\ \times T \left(j_\mu^0(x) j^{0\mu}(0) \exp \left[i \int d^4y \mathcal{L}_s(y) \right] \right) \left. \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

Фигурирующие здесь заряженные и нейтральные токи j_μ^+ и j_μ^0 в стандартной теории имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} j_\mu^+ &= \bar{q}_i \gamma_\mu (1 + \gamma_5) C^+ q_i, \\ j_\mu^0 &= \bar{q}_i \left\{ \left[C_3 (1 - 2s_W^2) - \frac{1}{3} s_W^2 \right] \gamma_\mu + C_3 \gamma_\mu \gamma_5 \right\} q_i, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где

$$q = \begin{pmatrix} c \\ u \\ d \\ s \end{pmatrix}; \quad C^+ = C_1 + iC_2 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -s & c \\ 0 & 0 & c & s \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix};$$

$$C_3 = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}; \quad s = \sin \theta_C; \quad c = \cos \theta_C; \quad s_W^2 = \sin^2 \theta_W.$$

Определенные с помощью $H^{\text{HЧ}}$ затравочные (без учета цветовых взаимодействий: $\mathcal{L}_s = 0$) значения констант h_M выражаются через параметры s и s_W^2 [33, 34]. Учет цветовых взаимодействий, существенно изменяющий окончательные значения h_M , возможен благодаря асимптотической свободе КХД и проводится с помощью аппарата ренорм-групповых уравнений. Вывод $H^{\text{HЧ}}$ (следующий работам [24, 39]) вынесен в приложение А. Здесь же опишем лишь общую структуру $H^{\text{HЧ}}$ и его реализацию в однопетлевом приближении.

Эффективный гамильтониан выражается в виде линейной комбинации коэффициентных функций C , зависящих от параметров теории s и s_W и отношений эффективных констант кварк-глюонных взаимодействий в точках M_W , m_c , μ_0 (см. приложение А) и локальных четырехкварковых операторов O_I^R :

$$H^{\text{HЧ}} = \sqrt{2} G \sum_{R, I} C_I^R O_I^R. \quad (7)$$

Здесь индексы R и I определяют $SU(3)$ - и ΔI -свойства операторов O . Последние имеют вид: $O = \bar{q}_i \gamma_\mu \gamma_5 M q_i q_j \gamma^\mu N q_j$ и $O = \bar{q}_i \gamma_\mu \gamma_5 M q_j q_j \times \gamma^\mu N q_i$, M , N — 3×3 -матрицы в пространстве ароматов (определяющие R и I), $i, j = 1, 2, 3$ — цветовые индексы.

Отметим, что учет цветовых взаимодействий приводит не только к изменению коэффициентов C_I^R , но и к появлению в $H_{(g_s \neq 0)}^{\text{HЧ}}$ новых операторов, не связанных (с помощью преобразования Фирца) с операторами [39], содержащимися в затравочном эффективном гамильтониане $H_{(g_s = 0)}^{\text{HЧ}}$. Операторы O^5 и O^6 играют очень важную роль в схеме расчета констант h_M и полностью отвечают за численные значе-

ния некоторых из них (см. приложения А, Б). Чтобы иллюстрировать смысл (7), рассмотрим здесь $H^{\text{HЧ}}$ при равной нулю константе цветового взаимодействия g_s . В этом случае, как следует из (5), (7), гамилтониан

$$H_{(g_s=0)}^{\text{HЧ}} = \frac{G}{\sqrt{2}} A_0 O_0 = \frac{G}{\sqrt{2}} (:j^+ j^{-\mu}: + :j_\mu^0 j^{0\mu}:)^{\text{HЧ}}, \quad (5a)$$

т. е. переход к форме (7) представляет собой обычный низкоэнергетический переход к контактному взаимодействию Ферми.

Рассмотрим теперь $H^{\text{HЧ}}$ при $g_s \neq 0$. В низшем порядке по g_s^2 выражение (5a) модифицируется следующим образом:

$$H_{(g_s^2)}^{\text{HЧ}} = \frac{G}{\sqrt{2}} A_0 \left(1 + g_s^2 \Gamma_1 \ln \frac{M^2}{\mu_0^2} + g_s^2 \Gamma_2 \ln \frac{M^2}{m_h^2} + \dots \right) O_0. \quad (8)$$

Здесь Γ_1, Γ_2 — матричные коэффициенты, определяемые структурой матриц A и B в операторах O_0 ; $M = M_W, M_Z$.

Первый логарифм происходит от вкладов петель, не содержащих тяжелые кварки; здесь μ_0 — параметр инфракрасного обрезания при интегрировании по таким петлям. Это обрезание вводится на характерном обратном радиусе конфайнмента $\approx (1 \text{ фм})^{-1} \approx 0,2 \text{ ГэВ}$ и феноменологически учитывает невылетание цвета. Отметим, что при больших переданных или внешних импульсах $-q^2 \gg \mu_0^2$ аналогичное обрезание естественно происходило бы на импульсе $Q^2 = -q^2$ и эти вклады имели бы вид: $g_s^2 \Gamma_1 \ln \frac{M^2}{Q^2}$. Таким образом, μ_0 определяет энергетический масштаб нашей задачи и задает естественную шкалу, на которой разделены малые (l) и большие (h) кварковые массы и импульсы: $q_l^2, m_l^2 \lesssim \mu_0^2$ и $q_h^2, m_h^2 \gg \mu_0^2$ соответственно.

Второй логарифм происходит от вкладов тяжелых кварков. Так как матрицы Γ_1 и Γ_2 , вообще говоря, отличны от единичной, видно, что в H могут появиться новые, не содержащиеся в H_0 , операторы (а именно O^5 и O^6).

Поскольку выполняется соотношение $\mu_0^2/M^2 \ll 1$ и $m_h^2/M^2 \ll 1$, логарифмические члены в (8) являются главными: $g_s^2 \ln M^2/m^2 > g_s^2$. Поэтому мы учли только их и пренебрегли членами $O(g_s^2)$. Такое приближение справедливо, если $g_s^2 \ln M^2/m^2 \ll 1$: В реальной теории $g_s^2 \ln M^2/m^2$ не мало и логарифмические члены необходимо суммировать во всех порядках по g_s . Мы будем учитывать главные логарифмические члены: $\sim (g_s^2 \ln M^2/m^2)^n$ и пренебрегать членами $g_s^{2n} (\ln M^2/m^2)^k$ с $n > k$.

Определим перенормированные в некоторой точке $\mu > \mu_0$ операторы O_r :

$$O_r \left(\frac{m_h}{\mu}, \frac{\mu_0}{\mu} \right)_{(g_s^2)} = \left(1 + g_s^2 \Gamma_1 \ln \frac{\mu^2}{\mu_0^2} + g_s^2 \ln \frac{\mu^2}{m_h^2} + \dots \right) O_0. \quad (9)$$

Тогда (8) перепишем в виде

$$\begin{aligned} H_{(g_s^2)}^{\text{HЧ}} &= \frac{G}{\sqrt{2}} A_0 \left[1 + g_s^2 (\Gamma_1 + \Gamma_2) \ln \frac{M^2}{\mu^2} + \dots \right] O_{r(g_s^2)} = \\ &= \frac{G}{\sqrt{2}} A \left(\frac{M}{\mu}, g_s^2 \right) O \left(\frac{m_h}{\mu}, \frac{\mu_0}{\mu}, g_s^2 \right), \end{aligned} \quad (10)$$

где $A(M/\mu, g_s^2) = A_0 \left[1 + g_s^2 (\Gamma_1 + \Gamma_2) \ln \frac{M^2}{\mu^2} + \dots \right]$, и мы опустили индекс у операторов.

Как видно из (10), точка перенормировки μ в области $m_h < \mu < M$ разделяет «большие» $\mu < p < M$ и «малые» $p < \mu$ виртуальные импульсы в $H^{\text{HЧ}}$ между коэффициентными функциями A и матричными элементами операторов O ($H^{\text{HЧ}}$, являющийся их произведением, от μ не зависит). Пусть внешние линии операторов O не включают тяжелые кварки. Тогда то же будет справедливо и для μ из интервала $\mu_0 < \mu < m_h$, если учесть «пороговые» эффекты при $\mu = m_h$, т. е. исключить вклады $\sim g_s^2 \ln m_h^2/\mu^2$ из операторной части $H^{\text{HЧ}}$:

$$\begin{aligned} H_{(g_s^2)}^{\text{HЧ}} &= \frac{G}{\sqrt{2}} A \left(\frac{M}{\mu}, g_s^2 \right) \left(1 - g_s^2 \Gamma_2 \ln \frac{m_h^2}{\mu^2} + \dots \right) O \left(\frac{\mu_0}{\mu}, g_s^2 \right) = \\ &= \frac{G}{\sqrt{2}} A \left(\frac{M}{\mu}, g_s^2 \right) C \left(\frac{m_h}{\mu}, g_s^2 \right) O \left(\frac{\mu_0}{\mu}, g_s^2 \right). \end{aligned} \quad (11)$$

Все это остается справедливым и в высших порядках по константе g_s .

Сделаем здесь следующее, важное для дальнейшего, замечание. При $\mu = \mu_0$ логарифмические вклады всех петель, в том числе и включающих кварки моря, полностью концентрируются в коэффициентных функциях $A \times C$, а операторы $O_{\mu=\mu_0}$ в логарифмическом приближении совпадают со свободными операторами $O_{\text{в}}$. Таким образом, при $\mu \approx \mu_0$ адронные матричные элементы операторов O в логарифмическом приближении определяются только валентными кварками.

Вычисление констант h_M . πNN -вершина в несохраняющих четность NN -взаимодействиях играет выделенную роль. С одной стороны, h_π определяет интенсивность НЧ в π -мезонных обменах, т. е. дальнедействующую компоненту НЧ в NN -силах, с другой, h_π тесно связана со структурой нейтральных токов и значениями таких фундаментальных величин КХД, как плотность кваркового вакуумного конденсата $\langle 0 | \bar{q}q | 0 \rangle$ или токовых масс легких кварков u, d, s .

В то же время оценки константы h_π в стандартной модели разбросаны в очень широком интервале: $2 \cdot 10^{-7} \leq h_\pi \leq 11 \cdot 10^{-7}$ (см. обзор [5, 38]). Основная причина такого рассогласования заключается в разнородности используемых для расчета h_π способов и различии интерпретаций соответствующих им вкладов в h_π .

Первые оценки h_π были выполнены в [40] в модели слабых взаимодействий Кабиббо с помощью $SU(3)$ -соотношения, связывающего h_π с S -волновыми амплитудами нелептонных распадов гиперонов $A(\Lambda^0)$, $A(\Xi^-)$. Они дали $h_\pi \approx 0,4 \cdot 10^{-7} \sim \text{tg } \theta_C$. В [41, 42] это соотношение было распространено на те части эффективного гамильтониана $H_{0, \Delta S=0}^{\text{HЧ}}$, который имеют $SU(3)$ -партнеры в секторе $H_{0, \Delta S=1}^{\text{HЧ}}$. Из него следовало, что нейтральные токи более чем в 10 раз увеличивают значение h_π . Однако с точки зрения кварковой теории эти вклады в h_π полностью определяются примесью s -кварков в нуклонах и должны исчезать при учете только валентных кварков. Эта трудность была частично преодолена в [38], где было показано, что при учете различия масс m_c и m_u, d, s в эффективном гамильтониане стандартной модели эти вклады в h_π (обозначим их $h_\pi^{\text{H}\Phi_1}$) могут быть интерпретированы в терминах валентных кварков.

Для расчета вкладов в h_π тех компонент эффективного гамильтониана $H_{\Delta S=0}^{\text{HЧ}}$, которые не учитывались в $h_\pi^{\text{H}\Phi_1}$ (при $g_s = 0$ эти компоненты $\sim \sin^2 \theta_W$), в [38, 42—45] использовались кварковые модели. Согласно оценкам [38, 42], выполненным в мягкопионном приближении с помощью нерелятивистской модели и модели массачусетского мешка, эти вклады (обозначим их $h_\pi^{\text{H}\Phi_2}$) по абсолютной величине меньше $h_\pi^{\text{H}\Phi_1}$.

В [38, 44] при вычислении h_π был использован способ, предложенный в [23] для расчета вкладов операторов $O_{1,2}^{5,6}$ в амплитуде нелептонных распадов гиперонов. Он основан на инвариантной относительно тождеств Фирца для операторов $H^{\text{HЧ}}$ факторизации $\pi BB'$ (B, B' — нуклоны или/и гипероны) вершин и использовании следующих из уравнений движения КХД выражений для дивергенций кварковых токов. Как было показано в [38, 44], такие вклады в h_π (обозначим их h_π^Φ) определяются теми же компонентами $H_{\Delta S=0}^{\text{HЧ}}$, что и $h_\pi^{\text{H}\Phi_2}$, и доминируют над $h_\pi^{\text{H}\Phi_2}$; h_π^Φ обратно пропорционально квадратичным комбинациям токовых масс легких кварков и в мягкопионном приближении $\sim \langle 0 | \bar{q}q | 0 \rangle$ [38].

В [32] был проведен анализ некоторых неопределенностей в расчетах $h_\pi^{\text{H}\Phi_1}$, $h_\pi^{\text{H}\Phi_2}$ и h_π^Φ . В результате был оценен интервал возможных значений h_π в стандартной модели ($0 \leq h_\pi \leq 11,4 \cdot 10^{-7}$), и внутри этого интервала выбрано так называемое «лучшее значение» $h_\pi : h_\pi^{bv} = h_\pi^{\text{H}\Phi_1} (\approx 2,1 \cdot 10^{-7}) + h_\pi^{\text{H}\Phi_2} (\approx 1,1 \cdot 10^{-7}) + h_\pi^\Phi (\approx 1,4 \cdot 10^{-7}) \approx 4,6 \cdot 10^{-7}$.

В [24] был выполнен последовательный анализ кварковой структуры несохраняющих четность $\pi BB'$ -вершин, определяемой эффективным гамильтонианом $H^{\text{HЧ}}$ стандартной модели (см. приложение А), и способов расчета различных вкладов в h_π . Было показано, что несохраняющая четность πNN -вершина определяется суммой двух различных по кварковой структуре частей — факторизуемой (Φ)

и нефакторизуемой (НФ), причем вклад первой из них в h_π соответствует h_π^Φ , а вклад второй может быть рассчитан в мягкокионном приближении в кварковых моделях. Кроме того, было отмечено, что $SU(3)$ -соотношение между вкладами в h_π и $A(\Lambda^0)$, $A(\Xi^-)$ имеет место только для нефакторизуемых частей соответствующих вершин и в той форме, в которой оно применялось ранее, приводит к большим ложным вкладам в h_π . В результате самосогласованного расчета (с использованием ММ) в [24] было получено: $h_\pi = h^{\text{НФ}} (\approx -0,3 \times 10^{-7}) + h^\Phi (\approx 1,6 \cdot 10^{-7}) \approx 1,3 \times 10^{-7}$. Схема расчета h_π , как и h_V , воспроизведена в приложении Б.

ρNN - и ωNN -вершины. Первые оценки констант h_V (см. [3, 4]) основывались на феноменологической VA -форме эффективного гамильтониана (3) и предположении о факторизации амплитуды:

$$h_V = \langle VN' | H^{\text{НЧ}} | N \rangle = \sqrt{2} G \sum_{a,b} C_{ab} \langle V | V_a^b | 0 \rangle \langle N' | A^{a\mu} | N \rangle. \quad (12)$$

В [46] это приближение было обосновано в рамках алгебры токов. В [43, 47] было замечено, что в кварковых моделях правая часть выражения (12) не инвариантна по отношению к преобразованию Фирца и определяет не все вклады в факторизуемую часть несохраняющих четность VNN -вершин. Этот недостаток приближения (12) был устранен в модифицированном факторизационном подходе [43], основанном на теоретико-полевым рассмотрении амплитуды (12). Однако, как показал анализ, проведенный в ряде работ (см., например, [43, 39]), даже с учетом глюонных поправок константы h_V^Φ не обеспечивают согласия теоретических и экспериментальных результатов.

Другой подход к вычислению констант h_V в модели слабых взаимодействий Кабиббо был предложен в [48]. В этих работах VNN -вершины были разложены по неприводимым представлениям группы $SU(6)_W$ и связаны с S -волновыми амплитудами нелептонных распадов гиперонов. Полученные в этом подходе значения h_V резко отличались от рассчитанных в модели Кабиббо значений h_V^Φ . Объяснение этой ситуации было найдено в [32], где $SU(6)_W$ -результаты [48] интерпретировались в терминах кварковых диаграмм: полученные в [48] значения h_V соответствуют нефакторизуемой части матричных элементов $\langle VN' | H^{\text{НЧ}} | N \rangle$ и должны суммироваться с h_V^Φ . Для оценки нефакторизуемых вкладов в константы h_M в стандартной модели в [32], наряду с $SU(6)_W$, был использован аппарат нерелятивистских кварков. В этом подходе НФ части констант h_V были выражены через три параметра $(\tilde{d}_V, \tilde{b}_V, \tilde{c}_V)$, которые определялись из известных S -волновых амплитуд нелептонных распадов гиперонов (параметр \tilde{c}_V при этом интерпретировался как вклад в матричные элементы кваркового моря). В результате были оценены интервалы возможных значений h_V в стандартной модели и внутри этих интер-

валов, с привлечением экспериментальных данных по НЧ в NN - и ядерных процессах, выбраны (для этого в $h_V^{H\Phi}$ вводились дополнительные факторы) так называемые «лучшие значения» h_V^{bv} .

Попытка прямого расчета $h_p^{H\Phi}$ была сделана в [49]. В этих работах нефакторизуемые вклады в h_p аппроксимированы полюсными вкладами P -нечетных нуклонных резонансов N^* ($1/2^-$), а матричные элементы несохраняющих четность переходов $N^* \rightarrow N$ вычислялись в модели ММ. Полученные в [49] значения $h_p^{H\Phi}$ имеют те же знаки, что и $(h_p^{H\Phi})^{bv}$, но по абсолютной величине в 1,5 раза меньше последних. Вследствие этого константа h_p^0 (играющая ведущую роль в процессах НЧ, включающих переходы с $\Delta I = 0$, см. ниже) в [50] практически исчезает из-за взаимного сокращения $(h_p^0)^{H\Phi}$ с $(h_p^0)^\Phi$. Результаты [49], однако, нельзя считать окончательными, расчет нестатических переходов $\langle N | H^{H\Phi} | N^* \rangle$, строго говоря, выходит из области применимости ММ.

В [25] мы рассчитали без свободных параметров все вклады в константы h_V . Полные значения этих констант определяются суммой $h_V = h_V^\Phi + h_V^{H\Phi}$ согласно формулам (9) и (11) из приложения Б. Числовые значения h_V для коэффициентных функций C_I^R , полученных в приложении А, приведены в табл. 1. В последней колонке табл. 1 для сравнения приведены полученные в [32] значения h_V^{bv} . Как видно из этой таблицы, полученные значения h_V в целом согласуются с h_V^{bv} . При этом отрицательный знак константы h_p^0 обеспечивается ее нефакторизуемой частью, что подтверждает аргументы, приведенные в [32].

В табл. 1 приведены также вклады в константы h_V (здесь приведена и h_π) заряженных и нейтральных токов и для сравнения значения h_M без учета кварк-глюонных взаимодействий в эффективном гамильтониане $H^{H\Phi}$.

Мы видим, что нейтральные токи фактически полностью определяют константы h_V (как и h_π), увеличивают $|h_V^0|$ и уменьшают $|h_p^0|$. Что касается влияния кварк-глюонных взаимодействий, то h_p^0 отличается от своего затравочного значения $(h_p^0)_{\alpha_s=0}$ на фактор ~ 15 , а h_p^1 и h_p^0 при их включении даже изменяют знаки.

Следующий пункт посвящен экспериментальным следствиям наших результатов.

Экспериментальные следствия. Здесь с помощью найденных в предыдущих пунктах констант несохраняющих четность MNN -взаимодействий h_M рассмотрим следствия стандартной модели $SU(2)_L \times U(1) \times SU(3)_c$ для эффектов НЧ в низкоэнергетических NN - и ядерных процессах. В настоящее время такой анализ может быть проведен не для всех процессов, в которых измерялись эффекты НЧ. Так, в терминах h_M пока невозможно рассчитать эффекты в тех (n, γ) реакциях, которые идут через компаунд-состояния,

Таблица 1. Значения констант h_M , вычисленные в [24, 25] на основе стандартной модели. Отдельно даны вклады заряженных (c) и нейтральных (n) токов. В скобках внизу от значений h_M по [24, 25] приведены значения h_M без учета цветовых взаимодействий, а в скобках справа — вклады $h_M^{H\Phi}$. В последней колонке для сравнения цитируются полуфеноменологические так называемые «лучшие значения» h^{bv} [32]

h_M	$h_M^{(c)} \cdot 10^7$	$h_M^{(n)} \cdot 10^7$	$h_M \cdot 10^7$		$h_M^{bv} \cdot 10^7$
h_τ	0,0	1,3	1,3 (0,48)	(1,6)	4,6
h_p^0	-6,2	-2,1	-8,3 (-0,55)	(-21,2)	-11,4
h_p^1	0,00	0,39	0,39 (-0,26)	(0,15)	-0,19
h_p^2	-15,5	8,8	-6,7 (-11,1)	(0)	-9,5
h_ω^0	-2,9	-1,0	-3,9 (+2,2)	(0)	-1,9
h_ω^1	0,0	-2,2	-2,2 (-2,2)	(0)	-1,1

хотя первые экспериментальные данные по НЧ в ядерных процессах были получены в реакции именно такого типа (см. [4, 50]). Первые расчеты эффектов НЧ через параметры несохраняющих четность NN -амплитуд были начаты более 20 лет назад для малонуклонных реакций $np \rightarrow d\gamma$, $\gamma d \rightarrow np$ и $nd \rightarrow t\gamma$ [51]. К настоящему времени такие расчеты выполнены более чем для 15 процессов, в том числе и с участием средних и тяжелых ядер. Здесь не проводится расчетов для новых процессов; мы унифицируем и используем параметризацию эффектов, полученных ранее.

Наблюдаемые эффекты НЧ подразделяются на два класса (см., например, [3]).

Р-нечетные корреляции: A_L -асимметрия в сечении рассеяния продольно-поляризованных нуклонов на неполяризованных мишенях $A_L = (\sigma_{\lambda=+1} - \sigma_{\lambda=-1}) / (\sigma_{\lambda=+1} + \sigma_{\lambda=-1})$, где λ — спиральность нуклонов; асимметрия вылета γ -квантов A_γ (или других частиц: $p, \alpha \dots$) в радиационном захвате поляризованных нейтронов [или (n, p)-, (n, α)-реакциях] и электромагнитных переходах в поляризованных ядрах $\sigma = \sigma_0 (1 + A_\gamma \hat{P}_N \hat{K}_\gamma)$; циркулярная поляризация γ -квантов в радиационном захвате неполяризованных нейтронов неполяризован-

ными мишенями и электромагнитных переходах в неполяризованных ядрах, $P_\gamma = (\sigma(P = +1) - \sigma(P = -1)) / (\sigma(P = +1) + \sigma(P = -1))$, [здесь $\sigma(P)$ — сечение излучения фотонов с циркулярной поляризацией P]; поворот вектора поляризации нейтронов при прохождении через неполяризованную мишень (угол φ). Все эффекты этого класса — следствие интерференции регулярных переходов (т. е. переходов без участия слабых взаимодействий) с нерегулярными и, следовательно, являются эффектами $O(G)^*$.

Ко второму классу эффектов относятся запрещенные по четности α -распады ядер и (α, γ) -реакции. Эти эффекты полностью определяются нерегулярной частью распадающихся (захватывающих) состояний и являются эффектами $O(G^2)$.

Из многочисленных экспериментальных данных в этой области (см. обзоры [5, 6, 50, 54, 55]) теоретическому анализу в терминах констант h_M доступны эффекты лишь в наиболее простых по структуре участвующих состояний и динамике процессов. В этих случаях удобным (а в большинстве из них и необходимым) элементом расчетной схемы является потенциал $V^{НЧ}$, определяемый несохраняющими четность π -, ρ -, ω -обменами.

Величины $Q = A_L, A_\gamma, P_\gamma, \varphi, \sqrt{\Gamma_\alpha}$ представляются в виде линейной комбинации констант:

$$Q = \sum_{M, I} B_M^I h_M^I, \quad (13)$$

где коэффициенты B_M^I пропорциональны матричным элементам $V^{НЧ}$. Структура Q (13), конечно, сохраняется и при расчетах, не использующих несохраняющий четности потенциал, в том числе и учитывающих нетривиальные релятивистские эффекты [56, 57]. Мы, однако, не будем учитывать такие (непотенциальные) эффекты, поскольку они во всяком случае не превышают неопределенностей потенциальных расчетов.

Значения эффектов НЧ для наших значений h_M приведены в табл. 2 (см. [28]). Из этой таблицы видно, что за исключением результатов для P_γ (^{21}Ne), на которых мы остановимся ниже, расчетные значения эффектов находятся в согласии с экспериментальными данными. Более того — это согласие является следствием совместного действия всех компонент стандартной модели (заряженные и нейтральные токи, кварк-глюонные взаимодействия). Особенно ярко это проявляется на примерах величин $\sqrt{\Gamma_\alpha}$ (^{16}O), P_γ (^{19}F), P_γ (^{41}K), P_γ (^{175}Lu) и P_γ (^{181}Ta), расчетные значения которых приближенно удваиваются за счет нейтральных токов и увеличиваются на порядок за счет кварк-глюонных взаимодействий.

* К этому классу эффектов относится также асимметрия вылета осколков деления поляризованных ядер [52], однако сложность таких процессов пока не позволяет получать из них информацию о слабых NN -взаимодействиях [53]

Таблица 2. Расчетные и экспериментальные значения эффектов НЧ.

$Q^{(c)}$ и $Q^{(n)}$ — вклады заряженных и нейтральных токов в эффекты; в скобках даны по [28] значения $Q^{\text{теор}}$ без учета цветовых взаимодействий; $Q^{\text{эксп}}$, для которых не даны ссылки, приводятся по [5], а $Q^{\text{теор}}$ по [28]

Процесс	Q	$Q^{(c)} + Q^{(n)} = Q^{\text{теор}}$	$Q^{\text{эксп}}$
\vec{pp} $E_p = 15$ МэВ	$A_L \times 10^7$	$-1,2 - 0,1 = -1,3$ (-0,43)	$-1,2 \pm 0,6$ [63]
$E_p = 45$ МэВ		$-2,1 - 0,2 = -2,3$ (-0,76)	$-2,31 \pm 0,89$ [64]
$\vec{n}n_2$	$\varphi \times 10^7$ (рад/м)	$2,0 - 5,9 = -3,9$ (+3,9)	—
$np \rightarrow d\vec{\gamma}$	$P_\gamma \times 10^7$	$0,49 - 0,14 = 0,35$ (0,28)	$1,8 \pm 1,8$ [65]
$\vec{np} \rightarrow d\vec{\gamma}$	$A_\gamma \times 10^7$	$0,00 - 0,15 = -0,15$ (-0,054)	$0,6 \pm 2,1$ [66]
$\vec{\gamma}d \rightarrow np$ $\Delta E_\gamma = 0 \div 0,01$ МэВ	$A_L \times 10^7$	$0,145 - 0,120 = 0,025$ [59] (0,14)	—
1 МэВ		-0,025	—
10 МэВ		-0,068	—
30 МэВ		-0,17	—
$\vec{pd} \rightarrow pd$ $E_p = 15$ МэВ	$A_L \times 10^8$	$-2,4 - 4,1 = -6,5$ (-1,2)	$-3,5 \pm 8,5$ [67]
\vec{nd}	$\varphi \times 10^7$ (рад/м)	$-1,0 + 3,7 = 2,7$ (1,6)	—
$nd \rightarrow T\vec{\gamma}$	$P_\gamma \times 10^7$	$0,7 - 3,7 = -3,0$ (0,44)	—
$\vec{p}\alpha$ $E_p = 46$ МэВ	$A_L \times 10^7$	$-2,0 - 1,5 = -3,5$ (-0,39)	$-3,3 \pm 0,9$ [68]
$\vec{n}^4\text{He}$	$\varphi \times 10^7$ (рад/м)	$2,6 - 0,8 = 1,8$ (-1,3)	—
^{16}O	$\sqrt{\Gamma_\alpha} \times 10^5$ (эВ $^{1/2}$)	$0,79 + 0,31 = 1,1$ -0,11	$1,0 \pm 0,1$
^{18}F	$P_\gamma \times 10^3$	0,00 + 0,57 = 0,57 0,29	$1,2 \pm 3,8$
^{19}F	$A_\gamma \times 10^5$	$-2,9 - 2,5 = -5,4$ (-0,52)	$-6,8 \pm 1,8$ [70]
^{21}Ne	$P_\gamma \times 10^3$	23,5 - 3,7 = 19,8 -8,1	$0,8 \pm 1,4$ [71]
^{41}K	$P_\gamma \times 10^5$	$0,61 + 0,69 = 1,30$ (0,13)	$2,0 \pm 0,4$
^{175}Lu	$P_\gamma \times 10^5$	$1,7 + 2,3 = 4,0$ (0,28)	$5,5 \pm 0,5$
^{181}Ta	$P_\gamma \times 10^8$	$-1,5 - 2,0 = -3,5$ (-0,22)	$-5,2 \pm 0,5$

Перейдем теперь к анализу экспериментальных следствий для отдельных констант h_M . Начнем с h_V . Этими константами полностью определяются $A_L(\vec{pp})$, $P_\gamma(np \rightarrow d\vec{\gamma})$, $A_L(\vec{\gamma}d \rightarrow np)$; $\Delta E_\gamma \approx 0 \div \div 0,01$ МэВ) и $\Gamma_\alpha(^{16}\text{O})$ (см. табл. 2). Из согласия расчетных и экспериментальных значений $A_L(\vec{pp})$ и $\Gamma_\alpha(^{16}\text{O})$ можно заключить, что стандартная модель дает реалистические значения для комбинаций $h_p^0 + h_\omega^0$ и $h_p^1 + \frac{1}{\sqrt{6}} h_\omega^2 + h_\omega^1$. Если учесть малость h_p^1 ($\sim 10^{-8}$) и устойчивость h_ω^1 (см. табл. 1), тот же вывод можно сделать для h_ω^2 . Раздельному определению h_p^0 и h_ω^0 способствовало бы измерение $P_\gamma(np \rightarrow d\vec{\gamma})$ или асимметрии A_L в обратном процессе $\vec{\gamma}d \rightarrow np$ при $\Delta E_\gamma = 0 \div 0,01$ МэВ [на пороге $A_L(\vec{\gamma}d \rightarrow np) = P_\gamma(np \rightarrow d\vec{\gamma})$]. Следует, однако, иметь в виду, что значения коэффициентов $B_p^0(np \rightarrow \rightarrow d\vec{\gamma})$ крайне чувствительны к поведению волновых функций np -системы в области кора ($r_c \lesssim 0,5$ фм) и для различных сильных потенциалов могут различаться даже знаками, что, в свою очередь, приводит к расхождениям в оценках $P_\gamma(np \rightarrow d\vec{\gamma})$ и $A_L(\vec{\gamma}d \rightarrow np)$, достигающим ~ 10 (см. табл. 4 из разд. 2). Поэтому в этих процессах NN -взаимодействия эффекты НЧ могут рассматриваться скорее как вспомогательный материал для изучения сильных NN -взаимодействий на малых расстояниях.

Для константы h_π новые экспериментальные результаты все более ограничивают ее значение. С теоретической стороны наиболее привлекательными для определения h_π являются величины $A_\gamma(\vec{np} \rightarrow d\gamma)$, $A_L(\vec{\gamma}d \rightarrow np)$; $\Delta E_\gamma \gtrsim 30$ МэВ) и $P_\gamma(^{18}\text{F})$: h_π практически полностью определяет первые две величины и доминирует в третьей. Картина соотношения экспериментальных данных и теоретических значений h_M приведена на рис. 5. Видно, что значение $h_\pi^{bv} = 4,6 \cdot 10^{-7}$ [32] следует считать исключенным.

Эффекты, существенные вклады в которые вместе с h_π вносят константы h_V , также можно рассматривать как источники информации о h_π , если вклады h_π в них известны с достаточной точностью. Наиболее интересны здесь $A_L(\vec{pd})$, $\varphi(\vec{nd})$, $P_\gamma(\vec{nd} \rightarrow t\gamma)$, $\varphi(\vec{n}^4\text{He})$ и $P_\gamma(^{21}\text{Ne})$. В $A_L(\vec{pd})$ и $P_\gamma(\vec{nd} \rightarrow t\gamma)$ константы h_π и h_V вносят вклады одного знака. Вклады h_π и h_V в $\varphi(\vec{nd})$, $\varphi(\vec{n}^4\text{He})$ и $P_\gamma(^{21}\text{Ne})$ имеют противоположные знаки, что приводит к повышенной чувствительности этих величин к значению h_π ; $\varphi(\vec{nd})^{\text{теор}}$ при изменении h_π от $1,3 \cdot 10^{-7}$ до h_π^{bv} (в 3,5 раза) увеличивается при фиксированных h_V примерно в 4,7 раза, а $\varphi(\vec{n}^4\text{He})$ даже изменяет знак. Исключительное положение занимает $P_\gamma(^{21}\text{Ne})$. Это иллюстрирует рис. 5, где в терминах параметров $h^1 = h_\pi - 0,12(h_p^1 + h_\omega^1)$ и $h^0 = h_p^0 + + 0,56 h_\omega^0$ представлены последние экспериментальные и расчетные

результаты, относящиеся к группе средних ядер (^{18}F , ^{19}F , ^{21}Ne). Области III и III' на этом рисунке соответствуют параметризациям P_γ (^{21}Ne) из работ [73, 74] и [75] [вариант C (F)] соответственно. В табл. 2 [28] использована только первая из этих параметризаций; вторая имеет вид: P_γ (^{21}Ne) = -122 500 h^1 - 9900 h^0 . Оба расчета B_M (^{21}Ne) выполнены в оболочечной модели и различаются структурой модельных пространств и видом эффективных сильных взаимодействий. Видно, что продвижение в ядерных расчетах коэффициентов B_M (^{21}Ne) (или даже отношения B_ρ^0/B_π) позволит получить достаточно точное значение h_π из уже имеющегося экспериментального

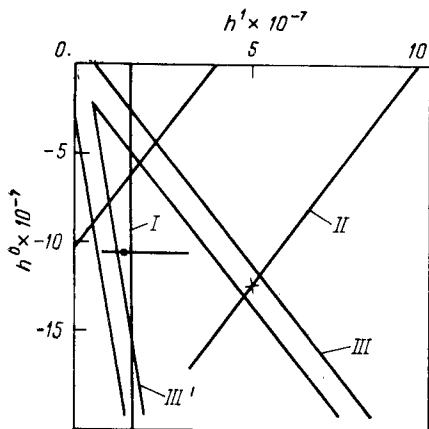


Рис. 5. Ограничения на комбинации констант $h^1 = h_\pi - 0,12 (h_\rho^1 + h_\omega^1)$ и $h^0 = h_\rho^0 + 0,56 h_\omega^0$ из данных по P_γ (^{18}F) (область I), A_γ (^{18}F) (область II) и P_γ (^{21}Ne) (области III, III'). Области I и II отвечают B_M (^{18}F) и B_M (^{19}F) из работы [73]; область III - B_M (^{21}Ne) из [74, 73]; III' - B_M (^{21}Ne) из [75] [вариант C (F)]:

черная точка соответствует нашему значению h_M ; отрезок - интервалу $0,6 \cdot 10^{-7} \leq h_\pi \leq \leq 3,0 \cdot 10^{-7}$, крестик - h_M^{bv} [32]

ограничения для P_γ (^{21}Ne). Однако в настоящее время сопоставление результатов различных экспериментов указывает на то, что второй вариант расчета P_γ (^{21}Ne) более реалистичен. Действительно, только в этом случае области возможных значений h^1 и h^0 , найденные (см. рис. 5) по результатам измерений P_μ (^{18}F), P_γ (^{19}F), P_γ (^{21}Ne) и A_L ($\rho\alpha$) [68], имеют общее пересечение. Последний из перечисленных экспериментов дает ограничения $h^1 = 3,3 \pm 1,0$ и $h_\rho^0 + 0,56 h_\omega^0 = = -9,7 \pm 2,7$, исключаящие на уровне 75%-ной достоверности «лучшие значения» [на рис. 5 соответствующая полоса допустимых значений h^1 и h^0 близка к той, что дает P_γ (^{19}F)].

Наиболее жесткое ограничение на h^1 вытекает из последних измерений P_γ (^{18}F) [69]: $h^1 < 1,66 \cdot 10^{-7}$; с учетом результатов предыдущих измерений этой величины $h^1 < 1,17 \cdot 10^{-7}$. Заметим, что модельно-независимый способ извлечения h^1 из результатов измерения P_γ (^{18}F) с привлечением информации по измерению скорости β^+ -распада ^{18}F (перехода в аналоговое состояние ^{18}Ne) в последнее время был пересмотрен М. Кирбах. В ее лекциях указывается, что более реалистичное рассмотрение мезонных обменных токов в указанном β -переходе, не использующее длинноволновое приближение и учет варируемости вклада векторных мезонов в эффект НЧ из-за произво-

ла при введении обрезания малых межнуклонных расстояний, могут дополнительно снизить верхнюю границу h^1 приблизительно в 2 раза. Напомним, что найденный нами интервал для возможных значений h_π равен $(0,6 - 3,0) \cdot 10^{-7}$, где нижняя граница соответствует значению плотности кваркового конденсата $\langle 0 | \bar{q}q | 0 \rangle$ ($\mu = 1 \text{ ГэВ}$) = $= - (200 \text{ МэВ})^3$. Таким образом, данные этого анализа поддерживают современную тенденцию к снижению оценок величины этой важнейшей характеристики сильных взаимодействий.

Величины P_γ (^{41}K), P_γ (^{175}Lu) и P_γ (^{181}Ta), хотя они измерены с высокой точностью, мало помогают при раздельном определении значений h_M , поскольку параметризации этих величин практически кратны. К тому же в тяжелых ядрах существенной может оказаться перенормировка в ядерной материи констант f_π и g_A [76], входящих в h_M . Перенормировка, в частности, может явиться одной из причин небольшого рассогласования между расчетными и экспериментальными значениями для этих величин.

Видно, что определение констант h_M из данных по несохранению четности в NN - и ядерных процессах существенно затрудняется неопределенностями в описании сильных NN -взаимодействий на малых расстояниях и структуры ядер. Поэтому все больший интерес (особенно с введением сильноточных ускорителей) приобретает изучение эффектов НЧ в элементарных процессах: πN -рассеянии [77, 78], фото- и электророждении пионов на нуклонах [79], радиационном захвате пионов протонами [80]. Так, фактически прямым измерением константы h_π было бы измерение асимметрии в дифференциальном сечении при $\theta_0 = 163^\circ$ перезарядки π^- на [поляризованных по (+) и против (-) импульса пионов] протонах: $A_L(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) = (d\sigma^+ - d\sigma^-) / (d\sigma^+ + d\sigma^-) |_{\theta_0=163^\circ}$ [78]. Используя результаты работы [78] и $h_\pi = 1,3 \times 10^{-7}$, мы получаем следующее значение для A_L при $E_\pi = 150 \text{ МэВ}$ (где абсолютный эффект имеет максимум): $A_L(150 \text{ МэВ}) \simeq 0,6 \cdot 10^{-7}$.

Обратим также внимание на возможности изучения эффектов НЧ в $N\bar{N}$ -системах. Несохраниющий четность $N\bar{N}$ -потенциал в терминах констант h_M был выведен в работе [29]. Из-за различия спин-изоспиновой структуры потенциалов $V_{NN}^{H\bar{C}}$ и $V_{N\bar{N}}^{H\bar{C}}$ наблюдаемые эффекты НЧ в $N\bar{N}$ -процессах могут определяться необычными для нуклонных систем наборами h_M , например, в электромагнитных переходах в связанной $n\bar{p}$ ($p\bar{n}$)-системе [81]: $P_\gamma = \bar{B}_p^1 h_p^1 + \bar{B}_n^1 h_n^1$ [82, 29]. Кроме того, в конкретном примере ($^{33}\text{P}_1 \rightarrow ^{31}\bar{S}_0$) нерегулярный электрический переход идет за счет тороидного дипольного момента (аналога) [83], точнее, за счет его спин-флиповой части (на возможность таких нерегулярных переходов впервые указывалось в [84], см. также [57]). Подчеркнем также, что на фоне подавленных спин-флиповых регулярных $E1$ -переходов выгодно измерять нерегулярные $M1$ -переходы.

2. КВАРК-ЯДЕРНЫЙ ПОДХОД

Кварковые модели NN -взаимодействия являются более последовательными в области малых межнуклонных расстояний $r \leq r_c$ ($r_c = 0,5 \div 0,8$ фм), чем модель мезонного обмена. В секторе сильных взаимодействий кварковое описание области $r \leq r_c$ сейчас имеет большую популярность. Расчеты по методу резонирующих групп (МРГ), выполненные в последние годы [85], показали, что эффективные qq -силы, описывающиеся обменным гамильтонианом

$$H_{\text{ef}}^{\text{CH}} = \sum_{i < j}^N \lambda_i \lambda_j V_c(r_{ij}) - \sum_{i < j}^N \lambda_i \lambda_j \sigma_i \sigma_j V_{\sigma\sigma}(r_{ij}), \quad (14)$$

которые в свое время дали объяснение спектроскопии адронов, приводят также к правильному описанию фазовых сдвигов NN -рассеяния при низких энергиях $0 \leq E_{\text{лаб}} \leq 400 \div 500$ МэВ, если одновременно учитывается и дальнедействующее притяжение нуклонов, связанное с π -, 2π -мезонным обменом. Таким образом, кварковое описание области $r < r_c$ не меняет кардинально той картины NN -взаимодействия, которая зафиксирована, например, в парижском потенциале [86]. Отличие состоит лишь в том, что вместо феноменологического кора теперь используются нелокальные ядра МРГ. Для этих ядер можно построить эквивалентный локальный потенциал [87], который имеет вид короткодействующего отталкивания, растущего с энергией системы. Аналогичный эквивалентный локальный потенциал, линейно растущий с энергией, получен и в другом кварковом подходе — в модели составного кваркового мешка [21, 88].

Кварковые модельные подходы к сильному NN -взаимодействию — МРГ, СКМ и другие — различаются между собой одним параметром, существенным в секторе сильных взаимодействий, — радиусом обрезания $r_{\text{обр}}$ мезонных вкладов. В модели СКМ $r_{\text{обр}} = b \simeq 1,4 \div 1,5$ фм и имеет порядок радиуса шестикваркового мешка MIT [89]; в МРГ-расчетах $r_{\text{обр}} \simeq r_{\text{осц}} = \Omega^{-1/2}$, где Ω — параметр гауссоиды $\exp\left(-\frac{1}{2}\Omega r^2\right)$, которая описывает кварковую волновую функцию нуклона. Значение $\Omega^{-1/2} \simeq 0,4 \div 0,6$ фм, использовавшееся в расчетах [85], близко к параметру $\Omega_{\text{р. осц}} = 0,18$ ГэВ² ($\Omega_{\text{р. осц}}^{-1/2} \simeq 0,50$ фм) модели релятивистского осциллятора [90], в которой спектр барионных масс определяется соотношением $M_n^2 - M_0^2 = 6n\Omega \simeq n$ (ГэВ)² (n — номер орбитального возбуждения).

Кварк-ядерный подход к эффектам НЧ в ядрах был предложен в [15, 19]. Мы исходили из малого радиуса обрезания мезонных потенциалов НЧ $r_{\text{обр}} \simeq \Omega_{\text{р. осц}}^{-1/2} \simeq 0,50$ фм, что соответствует современным версиям мешочных моделей [91] с малым радиусом обрезания пионного облака $r_{\text{обр}} \simeq 0,4 \div 0,8$ фм, а не модели большого мешка типа ММ. Предполагалось, что пионные вклады в эффекты НЧ при этом следует учитывать отдельно (они разыгрываются на расстояниях,

гораздо больших $r_{обр}$), а ρ -, ω -вклады, локализованные на расстояниях, сравнимых с $r_{обр}$, будут учитываться в «гибридном» подходе, в котором слабый НЧ-переход в области $r < r_{обр}$ можно вычислять через матричный элемент эффективного гамильтониана СЭСМ (выписываем его несохраняющую четность часть в секторе u -, d -кварков)

$$H_{ef}^{HЧ}(ud)_{\Delta I=0,2} = -\frac{2G}{\sqrt{2}} \sum_{i<j}^N \left\{ \left(\frac{1}{6} c^2 + \frac{1}{12} - \frac{1}{6} s_W^2 \right) \times \right. \\ \times (2\tau_i^+ \tau_j^- + 2\tau_i^- \tau_j^+ + \tau_i^z \tau_j^z) \gamma_i^\mu \gamma_{\mu j} (\gamma_i^3 + \gamma_j^3) + \left(\frac{1}{6} c^2 - \frac{1}{6} + \frac{1}{3} s_W^2 \right) \times \\ \left. \times (\tau_i^+ \tau_j^- + \tau_i^- \tau_j^+ - \tau_i^z \tau_j^z) \gamma_i^\mu \gamma_{\mu j} (\gamma_i^3 + \gamma_j^3) \right\}, \quad (15)$$

$$H_{ef}^{HЧ}(ud)_{\Delta I=1} = \frac{-2G}{\sqrt{2}} \sum_{i<j}^N \left(-\frac{1}{6} s_W^2 \right) \gamma_i^\mu \gamma_{\mu j} (\tau_i^z \gamma_i^3 + \tau_j^z \gamma_j^3) \quad (16)$$

между состояниями шестикваркового мешка. Однако в действительности мы использовали более грубую модель: ρ -, ω -вклады просто заменялись вкладом $6q$ -мешка [16, 92]. В этом случае конкретное значение радиуса мешка, в котором вычисляется переход с НЧ, уже не очень существен (см. ниже), и расчет можно проводить в модели ММ. Для того чтобы результаты такого расчета можно было сравнивать с полным мезонным расчетом, специально отбирались такие эффекты НЧ, в которых одноионный вклад в НЧ запрещен правилами отбора. В NN -системе известны два эффекта такого рода: циркулярная поляризация γ -квантов P_γ в реакции захвата неполяризованных тепловых нейтронов на водороде $np \rightarrow d\vec{\gamma}$ [93] и азимутальная асимметрия A_L в упругом рассеянии поляризованных протонов на неполяризованной протонной мишени [94]. Оба эффекта являются интерференционными, т. е. первого порядка по слабой константе G , и ожидаемые значения P_γ и A_L по разным оценкам имеют значение $10^{-7} - 10^{-8}$. Экспериментальные данные по A_L постоянно улучшаются [64], а для P_γ пока имеется только верхняя экспериментальная граница [65] $|P_\gamma^{экс}| < 3,6 \cdot 10^{-7}$.

Расчет A_L , проведенный в модели СКМ [21, 95], согласуется как с экспериментальными данными, так и с результатами мезонных расчетов, причем расчет в модели мешков существенно проще мезонного расчета. Например, в шестикварковом подходе отсутствуют сложности, связанные с вычислением нефакторизуемых вкладов. Таким образом, параметры мезонной и кварковой моделей согласованы с широким кругом явлений, включая сектор слабых взаимодействий.

Остановимся несколько подробнее на реакции $np \rightarrow d\vec{\gamma}$, для которой теоретическое предсказание величины P_γ в кварк-ядерном подходе может превосходить в несколько раз результат расчета в модели ОБЕР (см. табл. 1 в [92]).

Расчет поляризации фотонов в реакции захвата тепловых нейтронов $np \rightarrow d\gamma$. НЧ в реакции $np \rightarrow d\gamma$ обсуждается в литературе уже более 20 лет [8, 92—98]. Мезонные расчеты приводят теперь уже к довольно надежно установленному anomalously малому результату для P_γ порядка нескольких единиц $\times 10^{-8}$. Это примерно на порядок меньше результата для A_L и существенно меньше любых эффектов НЧ в ядрах, имеющих первый порядок по G . Происхождение этой аномалии нетрудно увидеть, используя параметризацию Данилова [93], в которой $P_\gamma \simeq -0,24 \lambda_s m_p + 0,61 \lambda_t m_p$, где λ_s, λ_t — низкоэнергетические пределы амплитуд слабых переходов ${}^1S_0 \rightarrow {}^3P_0$ ($\Delta I = 0,2$) и ${}^1P_1 \rightarrow {}^3S_1$ ($\Delta I = 0$). Напомним, что $E1$ -переходы ${}^3P_0 \rightarrow {}^3S_1(d)$ и ${}^1S_0 \rightarrow {}^1P_1(d)$ в реакции np -захвата когерентны с регулярным $M1$ -переходом ${}^1S_0 \rightarrow {}^3S_1(d)$ и их интерференция с $M1$ -переходом приводит к отличной от нуля циркулярной поляризации γ -квантов. В [93] было отмечено, что компонента $\Delta I = 1$ слабого гамильтониана не вносит вклада в P_γ при тепловых энергиях [например, НЧ-переход ${}^3S_1(d) \rightarrow {}^3P_1(d)$, $\Delta I = 1$, порождает лишь некогерентную $E1$ -амплитуду ${}^3S_1(np) \rightarrow {}^3P_1(d)$], поэтому в подходе ОБЕР нужно учитывать только ρ - и ω -вершины НЧ. Соответствующий слабый потенциал НЧ эффективно действует в области расстояний $r \simeq 0,4 \div 0,8$ фм (максимум потенциала при $r \simeq 0,65$ фм [8, 98]), что приводит к нефизической зависимости результатов ОБЕР-расчета от феноменологии сильного NN -взаимодействия в области кора. Константы Данилова λ_s, λ_t не малы по средним масштабам НЧ в NN -системе ($\sim 10^{-7} m_p^{-1}$), но имеют в подходе ОБЕР одинаковый знак, причем $|\lambda_s| > |\lambda_t|$. Поэтому вклады λ_s и λ_t в P_γ взаимно компенсируют друг друга. В результате предсказывается малый эффект $P_\gamma \sim 10^{-8}$, неустойчивый к небольшим вариациям мезонных констант и радиуса кора.

В собственно кварковом расчете [92], который мы здесь обсудим, константы λ_s и λ_t имеют такой же порядок величины $\sim 10^{-7}$, но относительный знак λ_s и λ_t определяется фазовыми соотношениями в шестикварковой системе в целом. Главную роль здесь играет принцип Паули, согласно которому разрешены только определенные типы перестановочной симметрии шестикварковых волновых функций. Относительные фазы амплитуд с НЧ определяются в результате алгебраического подсчета с помощью техники генеалогических коэффициентов [15, 17, 99—101]. Благодаря разнообразию симметрий шестикварковой системы ограничение на относительный знак λ_s и λ_t оказывается не столь жестким, как в подходе ОБЕР, и вариант с противоположными знаками λ_s и λ_t вполне допустим.

В работе [92] константы λ_s и λ_t были вычислены в модели СКМ. Волновая функция NN -системы в модели СКМ состоит из двух компонент: адронной [нуклонной, в данном случае $\Psi_h(r)$] и кварковой $\Psi_q^v(r_1, \dots, r_6)$. Кварковые состояния неоднозначно определены набором «ядерных» квантовых чисел $h = J^\pi I$ (в jj -схеме) или $h =$

$= JLSI$ (в LS -схеме), поэтому используем дополнительное квантовое число ν , нумерующее состояния с разной перестановочной симметрией. Состояния в сферическом мешке будем записывать в обозначениях кварковой оболочечной модели [100] в схеме jj -связи:

$$\Psi_q^\nu = |s_{1/2}^{N_s} p_{1/2}^{N_p} [f_X^\nu] S' [f_Y^\nu \equiv f_{Xs}^\nu] J, [2^3]_C I [f_{CI}^\nu = \tilde{f}_Y^\nu], \quad (17)$$

где f_α^ν — схема Юнга в цветном ($\alpha = C$), изоспиновом ($\alpha = I$) и других пространствах; X — «квазиспин», проекциями которого являются дираковские орбитали $s_{1/2}$ и $p_{1/2}$; S' — пространство проекций углового момента орбиталей; J — кронекеровское произведение $X \cdot S'$. Четность состояния $\pi = (-1)^{N_p}$, $N_s + N_p = 6$. Нам потребуются только низшие конфигурации $s_{1/2}^6$ и $s_{1/2}^5 p_{1/2}$, связанные с каналами $(J, I) = (0, 1)$ и $(1, 0)$ положительной и отрицательной четности (см. нижние строки табл. 3). В модели СКМ [21, 96] связь меж-

Таблица 3. Квантовые числа кваркового и адронного каналов и соответствующие им параметры СКМ (C_ν и E_ν) и ММ (E_{MM})

		I	0		1	
h	$2s+1 L_J$	3S_1	1P_1	1S_0	3P_0	
	$C_\nu, \text{ГэВ}^{1/2}$	0,309	0,156	0,454	0,233	
	$E_\nu, \text{ГэВ}$	0,224	0,445	0,272	0,554	
q	$s_{1/2}^{N_s} p_{1/2}^{N_p}$	$s_{1/2}^6$	$s_{1/2}^5 p_{1/2}$	$s_{1/2}^6$	$s_{1/2}^5 p_{1/2}$	
	ν	0	1 2	0	1 2	
	$[f_X] s'$	[6] 1	[51] 1 [6] 1	[6] 0	[51] 0 [6] 0	
	$[f_J]$	[42]	[42] [42]	[3^2]	[321] [3^2]	
	$E_{MM}, \text{ГэВ}$	0,283	0,386 0,546	0,362	0,620 0,613	

ду Ψ_h и Ψ_q^ν осуществляется через феноменологический поверхностный потенциал «связи каналов»

$$V_{hq} |\Psi_q^\nu\rangle = C_\nu \frac{\delta(r-b)}{b}, \quad (18)$$

где b играет роль радиуса NN -канала. Ψ_h быстро вымирает при $r < b$, так как в NN -канале взаимодействие (18) эффективно проявляется как потенциальный барьер (аналог кора). При $r \geq b$ Ψ_h совпадает с NN -волновой функцией в любой реалистической потенциальной модели (используем в области $r > b$ потенциал Рейда [102], хотя, в принципе, здесь хватило бы и однополюсного потенциала ОРЕР). Кварковые состояния Ψ_q^v удовлетворяют граничным условиям невылетания модели ММ, вследствие чего спектр $6q$ -мешка E_v дискретен и функция Грина в кварковом канале имеет вид

$$G_q(E) = \sum_v \frac{|\Psi_q^v\rangle\langle\Psi_q^v|}{E - E_v}. \quad (19)$$

Состояния, удовлетворяющие искусственным граничным условиям подобного типа, лежат в основе P -матричного подхода Джаффе-Лоу [20]. В СКМ Ψ_q^v рассматривается как идеализация «истинной» волновой функции в области $r < b$ при $E \rightarrow E_v$, а Ψ_h — в области $r \geq b$. При $E \rightarrow E_v$ в разложении (19) «выживает» только одно состояние Ψ_q^v , но несмотря на полюс в (19) никакие наблюдаемые величины не имеют резонансного поведения. Резонансам соответствуют полюса R -матрицы, а в данном случае R -матрица, определенная для радиуса канала b , обращается в нуль при $E = E_v$. Обратная ей величина, P -матрица

$$P_h(p, b) = \frac{d[r\Psi_h(p, r)]}{\Psi_h(p, r) dr} \Big|_{r=b} \quad (20)$$

имеет полюс при $E \rightarrow E_v$. В модели СКМ полюсное разложение

$$P_h(p, b) = \sum_v \frac{C_v^2}{E - E_v} + P_0(E) \quad (21)$$

следует из (19) и (20) после исключения кваркового канала из уравнений движения [88]. При $0 < E_{\text{лаб}} \leq 500$ МэВ P -матричный анализ NN -рассеяния в интересующих нас низших парциальных волнах 1S_0 , 3S_1 , 1P_1 и 3P_0 показывает, что в (21) можно ограничиться однополюсным приближением. Значения C_v и E_v приведены в табл. 3 параллельно с соответствующими характеристиками уровней ММ. В канале $J^\pi, I = 1^-, 0$ состояние $v = 2$, обладающее симметрией $[6]_X$, лежит на 160 МэВ выше примитивного состояния, отвечающего симметрии $[51]_X$. Поэтому при $E \rightarrow 0$ учитываем в этом канале только одну конфигурацию $s_{1/2}^5 p_{1/2}$ [51] $_X$. В канале $J^\pi, I = 0^-, 1$ состояния с симметрией $[51]_X$ и $[6]_X$ почти вырождены, однако учет связи с $\Delta\Delta$ - и $N\Delta$ -каналами приведет к снятию вырождения, и полюс P -матрицы будет соответствовать одному из состояний $v = 1$ или $v = 2$. Расчет был проведен для обоих вариантов, что позволяет оценить предельные значения λ_s и P_v , совместимые с кварковой моделью.

Матричные элементы $\langle \Psi_q^v | H_{\text{ef}}^{\text{HЧ}} | \Psi_q^{v'} \rangle$ слабых переходов между конфигурациями противоположной четности ($s_{1/2}^6 \leftrightarrow s_{1/2}^5 p_{1/2}$) $6q$ -мешка в модели СКМ играют ту же роль, что и слабые вершины ρNN и ωNN в потенциальном подходе. С помощью техники генеалогических коэффициентов [99—101] искомые матричные элементы были вычислены для волновых функций ММ. Результат параметрически зависит только от радиуса мешка $R \simeq b$ и фактически может быть использован при любом значении параметра обрезания b (в частности, и в модели малого мешка):

$$\left. \begin{aligned} \langle \Psi_q^1 | H_{\text{ef}}^{\text{HЧ}} | \Psi_q^0 \rangle_{I=0} &= -1,58 \frac{G}{R^3}, \\ \langle \Psi_q^1 | H_{\text{ef}}^{\text{HЧ}} | \Psi_q^0 \rangle_{I=1} &= -1,23 \frac{G}{R^3}, \\ \langle \Psi_q^2 | H_{\text{ef}}^{\text{HЧ}} | \Psi_q^0 \rangle_{I=1} &= 0,359 \frac{G}{R^3}. \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Кварковые компоненты Ψ_q^0 и $\Psi_q^{v=1,2}$ связаны с соответствующими адронными компонентами ${}^{2S+1}S_J$ и ${}^{2S+1}L'_J$ через поверхностный потенциал (18). Объединяя вклады (18), (19) и (22), получаем слабый потенциал

$$\begin{aligned} & r r' V_{ls, l's'}^{W, J}(r, r') = \\ &= \frac{C_v \delta(r-b)}{E-E_v} \langle \Psi_q^v | H_{\text{ef}}^{\text{HЧ}} | \Psi_q^{v'} \rangle \frac{C_{v'} \delta(r'-b)}{E-E_{v'}}, \end{aligned} \quad (23)$$

который описывает переходы с НЧ в NN -системе. В приближении, не зависящем от формы сильного потенциала V_h , получаем следующие выражения для констант Данилова:

$$\begin{aligned} m_p \lambda_s^{(1, 2)} &= -[m_p^2 b^3 \langle \Psi_q^{v=1, 2} | H_{\text{ef}}^{\text{HЧ}} | \Psi_q^0 \rangle_{I=1}] \times \\ & \times \left[\left(\frac{1}{3} - \frac{V_p}{b^3} \right) \left(1 - \frac{b}{a_s} \right) \frac{1}{2b} \frac{C({}^3P_0) C({}^1S_0)}{E({}^3P_0) E({}^1S_0)} \right], \\ m_p \lambda_t &= [m_p^2 b^3 \langle \Psi_q^1 | H_{\text{ef}}^{\text{HЧ}} | \Psi_q^0 \rangle_{I=0}] \left[\frac{1}{3} \left(1 - \frac{b}{a_t} \right) \frac{\sqrt{3}}{2b} \frac{C({}^1P_1) C({}^3S_1)}{E({}^1P_1) E({}^3S_1)} \right], \end{aligned} \quad (24)$$

где $a_{s,t}$ — синглетная и триплетная длины рассеяния в S -волнах; V_p — «объем рассеяния» в 3P_0 -состоянии. Из представления (24) видно, что вероятность НЧ-перехода через $6q$ -мешок (первый множитель в квадратных скобках) практически не зависит от радиуса мешка $R \simeq b$ [см. (22)]. Второй множитель в (24) играет роль константы связи $6q$ -компоненты с NN -периферией (в гибридной модели [90, 103] этот фактор был бы пропорционален произведению амплитуд вероятности $6q$ -компоненты в дейтроне и в np -системе, которая находится вблизи упругого порога). Из физических соображений ясно, что этот фактор будет уменьшаться при уменьшении радиуса обрезания b , так как в P -матрице (21) при этом будет возрастать роль слагаемого P_0 , отвечающего NN -взаимодействию через мезонный обмен.

Таблица 4. Результаты расчета P_γ в $np \rightarrow d\gamma$ в различных подходах к НЧ в NN -взаимодействиях (P_γ в единицах 10^{-7})

Характеристика	Дисперсионный подход [51] (1971 г.)	DDH [32] (1980 г.)	Потенциальный подход [28] (1983 г.)	СКМ [92] (1983 г.)	
				$\nu = 1$	$\nu = 2$
$\lambda_s m_p$	(2,60)	0,91	1,10 (-1,50)	2,5 (1,8)	-2,0 (-0,5)
$\lambda_t m_p$	(0,74)	1,02	0,80 (-0,06)	-1,1 (-1,0)	-1,1 (-1,0)
P_γ	-0,17	0,50	0,33 (0,20)	-1,34 (-1,0)	-0,2 (-0,3)

В табл. 4 приведены (цифры в скобках) результаты [92] по λ_s , λ_t и P_γ для эффективного гамильтониана СЭСМ (15), не учитывающего КХД-поправок. Модифицированный гамильтониан, учитывающий КХД-поправки (см. приложение А), удобно переписать в секторе u -, d -кварков в матричном виде

$$H_{\text{ef}}^{\text{НЧ}}(ud, \Gamma)_{\Delta I=0,2} = a H_{\text{ef}}^{\text{НЧ}}(ud)_{\Delta I=0,2} + \Delta H_{\text{ef}}^{\text{НЧ}}(\Gamma)_{\Delta I=0,2}; \quad (25)$$

$$\Delta H_{\text{ef}}^{\text{НЧ}}(\Gamma)_{\Delta I=0,2} = \frac{G}{\sqrt{2}} \sum_{i < j}^N \{ \tilde{b} \tau_i^z \tau_j^z \gamma_i^\mu \gamma_{\mu j} (\gamma_i^5 + \gamma_j^5) + \tilde{c} \gamma_i^\mu \gamma_{\mu j} (\gamma_i^5 + \gamma_j^5) \}, \quad (26)$$

где $a = 0,980$, $\tilde{b} = 0,126$, $\tilde{c} = -0,060$. Цифры без скобок в табл. 4 соответствуют результатам расчета с гамильтонианом (25), (26).

Мы получили две разные константы $\lambda_s^{(1)}$ и $\lambda_s^{(2)}$, соответствующие переходам через состояния $\nu = 1, 2$ $6q$ -мешка $s^5 p$ (нечетный канал 3P_0). В случае $\nu = 1$, когда константы $\lambda_s^{(1)}$ и λ_t имеют противоположные знаки, наблюдаемый эффект мог бы быть порядка 10^{-7} , т. е. превышал бы в несколько раз ожидаемый ρ -, ω -вклад. Заметим, что в модели СКМ относительные фазы констант C_ν нельзя определить из полюсного разложения (21), в которое входит C_ν^2 . Поэтому фазовый множитель констант λ_s и λ_t в модели СКМ фактически произволен, следовательно, произволен и знак P_γ . Однако относительный знак констант $\lambda_s^{(1)}$ и $\lambda_s^{(2)}$ фиксирован, поскольку обе константы пропорциональны одной и той же величине $C({}^3P_0) C({}^1S_0)$. Существенно, что $\lambda_s^{(1)}$ и $\lambda_s^{(2)}$ имеют противоположные знаки (они определяются фазами генеалогических коэффициентов, которые не произвольны). Следовательно, вариант с противоположными знаками λ_s и λ_t всегда возможен, независимо от знака λ_t .

Расчет асимметрии в рассеянии продольно-поляризованных протонов на протонах. Сравнение потенциального и кварк-ядерного подходов к эффектам НЧ на малых межнуклонных расстояниях проведем на примере еще одного простейшего процесса упругого рассеяния $\vec{p}p \rightarrow pp$, расчет которого в модели СКМ впервые был сделан Ю. А. Симоновым [95] и далее уточнялся в [96, 97]. В модели ОБЕР

дальнодействующие силы, несохраняющие четность в pp -рассеянии, могли бы быть связаны с обменом π^0 -мезоном, но такой обмен запрещен, если амплитуда НЧ инвариантна относительно CP -преобразования [104]. Следовательно, ненулевой вклад в асимметрию A_L будут давать лишь диаграммы обмена тяжелыми нейтральными мезонами (ρ^0 , ω).

При низких энергиях ($E_{\text{лаб}} \lesssim 50$ МэВ) можно ограничиться при вычислении A_L учетом НЧ-перехода только в нижней парциальной волне ${}^1S_0 \rightarrow {}^3P_0$ и представить амплитуду pp -рассеяния $a_{l's', l's}^j$ ($j = 0$) в виде

$$a_{00, 11}^0 = a_{00, 11}^{0 \text{ Born}} \exp [i (\delta_{1S_0} + \delta_{3P_0})], \quad (27)$$

где $a_{00, 11}^{0 \text{ Born}}$ — вклад (в парциально-волновом разложении) диаграммы одномезонного обмена с НЧ в одной из вершин. Фазы упругого pp -рассеяния δ_{1S_0} и δ_{3P_0} вошли в выражение (27) как результат унитаризации борновской амплитуды при учете сильного взаимодействия в начальном и конечном состояниях (теорема Ватсона). Разность сечений рассеяния продольно-поляризованных протонов ($\lambda = \pm 1$) в этом случае равна

$$\sigma_+ - \sigma_- = -\frac{4\pi}{k} a_{00, 11}^{0 \text{ Born}} \sin (\delta_{1S_0} + \delta_{3P_0}), \quad (28)$$

и ей соответствует асимметрия A_L в pp -рассеянии

$$A_L = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-} = \frac{-2ka_{00, 11}^{0 \text{ Born}} \sin (\delta_{1S_0} + \delta_{3P_0})}{\sum_{j, l, s} (2j+1) \sin^2 \delta_{l's}^j}. \quad (29)$$

Более точное выражение для $\sigma_+ - \sigma_-$ можно получить, решая систему связанных уравнений Шредингера в каналах pp -рассеяния ${}^1S_0 + {}^3P_0$, при использовании $a_{00, 11}^{0 \text{ Born}}$ в качестве потенциала связи каналов. По такой схеме проводилось вычисление A_L во многих работах [105]. Результаты разных работ довольно сильно отличаются друг от друга (табл. 5), что связано как с использованием различных наборов констант НЧ h_ρ , h_ω , так и с тем обстоятельством, что слабый потенциал в $a_{00, 11}^{0 \text{ Born}}$ действует в области кора в NN -силах ($r \simeq 0,5 \div 0,75$ фм). Феноменологический NN -потенциал в области кора имеет разный вид в разных потенциальных моделях. На малых расстояниях нуклоны уже нельзя считать точечными частицами, и потенциальное описание не имеет ясного физического смысла. Тем не менее учет кварковой структуры нуклонов только в слабых мезонных вершинах и учет цветовых взаимодействий в рамках подхода, описанного в предыдущих разделах, приводит к удивительно хорошему согласию расчетов A_L в потенциальном подходе с известными экспериментальными данными при $E_{\text{лаб}} = 15$ МэВ [63] и $E_{\text{лаб}} = 45$ МэВ [64] (см. табл. 5).

Таблица 5. Асимметрия $A_L \times 10^7$ в рассеянии $\vec{p}p \rightarrow pp$. Результаты A_L при выключенных

Эксперимент		Потенциал Хамэды—Джонстона [32]		Потенциал де Турей—Спранга
E_p , МэВ	[63, 64]	Вариант I	Вариант II	[32]
15	$-1,7 \pm 0,8$	$-0,80$	$-1,24$	$-0,8$
45	$-2,3 \pm 0,8$	$-1,40$	$-4,16$	$-1,0$

В собственно кварковом расчете, который проводился в модели СКМ [21, 95—97], в гибридной модели [106] и в модели составного мешка с ортогонализацией к движению центра масс [107] также было получено согласие с экспериментальными данными [63, 64]. В модели СКМ в формулу (29) вместо $a_{00,11}^{0 \text{ Born}}$ подставляется матричный элемент слабого перехода W^{H^C} в $6q$ -мешке

$$W^{H^C} = \langle \Psi_{q_2}^{v_2} | V_{qq}^{H^C} | \Psi_{q_1}^{v_1} \rangle, \quad (30)$$

умноженный на амплитуду перехода в мешок из начального NN -состояния (1S_0) и обратного перехода в конечное NN -состояние (3P_0):

$$a_{00,11}^{0 \text{ Born}} = F_{1S_0} W^{H^C} F_{3P_0}, \quad (31)$$

$$F_i = \frac{C_{v_i}}{E_{v_i} - E} \frac{1}{k} \chi_{Li}(b). \quad (32)$$

Здесь $\chi_{Li}(b)$ — значение радиальной NN -волновой функции на границе мешка $r = b$. Так же как и в реакции $np \rightarrow d\gamma$, слабый переход в мешке идет между конфигурациями $s_{1/2}^6$ (канал 1S_0) и $s_{1/2}^5 p_{1/2}$ (канал 3P_0), причем в конфигурации $s_{1/2}^5 p_{1/2}$ ($J^\pi, I = 0^-, 1$) имеется также неоднозначность в определении кварковой волновой функции. Поэтому опять возникают два варианта, приводящие к результатам с различными знаками $A_L^{(1)}$ и $A_L^{(2)}$ (см. табл. 5). Без учета цветовых взаимодействий максимальное значение A_L , которое можно скомбинировать из $A_L^{(1)}$, $A_L^{(2)}$, превосходит абсолютное экспериментальное значение на 30—50%, но при учете глюонных поправок этот верхний предел смещается в нужную сторону (см. табл. 5). Заметим, однако, что перенос точки перенормировки H^{H^C} из $\mu \simeq R_N^{-1}$ в $\mu \simeq R_{pq}^{-1} \simeq 1,4$ фм был выполнен формально и требует дополнительного исследования, в частности выяснения возможности самого существования столь больших мешков.

Подробное изложение техники генеалогических коэффициентов, с помощью которой вычисляется матричный элемент (17) по $6q$ -состояниям, дано в [97]. В [107] были учтены также вклады сферически-

расчетов для различных моделей взаимодействия. (В скобках значения цветовых взаимодействий)

Модель СКМ						Модель Исраилова — Мусаханова
[96] ($\nu = 1$)	[96] ($\nu = 2$)	[97] (A_L^{\max})	[97]			
			($\nu = 1$)	($\nu = 2$)	(A_L^{\max})	
-0,68	-1,99	2,11	(-0,725)	(-2,25)	(2,37)	-2,2
-1,38	-4,04	4,27	(-1,47)	(-4,57)	(4,80)	-2,3

несимметричных конфигураций $s_{1/2}^5 p_{3/2}$, с помощью которых устранялись ложные трансляционные моды в ММ. Это несколько уменьшает окончательное значение A_L , которое в результате получается не противоречащим экспериментальным данным. Заметим, что уточнения кваркового результата для A_L были получены в [97], благодаря использованию регулярного метода построения кварковых оболочечных состояний [113], и в [107], благодаря отделению движения центра масс [114]. Однако они не изменили существенно первую оценку A_L , сделанную в работе [95], где использовались некоторые модельные детерминантные волновые функции, относительно которых не было доказано, что они являются собственными функциями полного изоспина.

В заключение данного раздела скажем несколько слов об изучении асимметрии σ_{\pm} в высокоэнергетическом рассеянии [108, 109]. Измерялась разность сечений $\sigma_+ - \sigma_-$ при прохождении продольно-поляризованных протонов ($\lambda = \hat{\sigma}_p = \pm 1$) через воду в двух энергетических точках. Получено: при $p = 1,5$ ГэВ/с $A_L = (6,6 \pm 3,8) \times 10^{-7}$ [108, 109] и при $p = 6$ ГэВ/с $A_L = (26,5 \pm 0,60 \pm 0,36) \times 10^{-7}$ [109]. Точность измерения в первой точке не позволяет обсуждать этот результат серьезно. По-видимому, он не противоречит оценке, полученной с помощью гибридной модели в работе [104]. Что же касается второго результата, то можно надеяться, что после многочисленных повторных измерений он стал надежным [109]. Отметим, что экспериментальное значение превышает большинство теоретических оценок на порядок и более (см. обзор [109]). В [110] показано, что кулоновские поправки увеличивают результат незначительно ($\sim 15\%$). Расчет сильных амплитуд в эйкональном приближении и учет НЧ через слабый ОВЕР [111] воспроизводят лишь знаки эффектов [108, 109]. Подстановка в параметризации [111] наших значений h_{ν} вместо $h_{\nu}^{b\nu}$ понижает A_L еще примерно в 2 раза. В работе [112] была предпринята наиболее серьезная попытка объяснить большое значение A_L при высоких энергиях. Глюонные поправки к $H_{ef}^{HЧ}$ для характерных параметров процесса были модифицированы с учетом всех существенных диаграмм (включая «пингвины»). Было показано

[112], что при высоких энергиях доминирующий вклад дают взаимодействия двух кварков с НЧ в протоне из налетающего пучка, так что пучок в области столкновения можно рассматривать как смесь протонов с резонансами противоположной четности. Получена обнадеживающая оценка $A_L = (7 \div 27) \cdot 10^{-2}$, нуждающаяся, однако, в дополнительном анализе.

В модели СКМ при этих энергиях можно ожидать значительного усиления эффектов НЧ за счет возрастания плотности уровней мешка [17, 100] — альтернатива к учету многомезонных обменов в потенциальном подходе. Однако расчеты в этой области энергий технически намного сложнее. В P -матричном анализе фаз рассеяния, в принципе, определяется только абсолютное значение констант связи C_V (вычет в полюсе P -матрицы пропорционален C_V^2), тогда как амплитуда НЧ линейна по C_V (поэтому сами эффекты НЧ, как и поляризационные эффекты другой природы, могут способствовать нахождению фаз). При суммировании по многим кварковым состояниям результат будет существенным образом зависеть от относительных фаз этих констант.

При расчете асимметрии в pp -рассеянии в [97] отмечалось, что относительный знак амплитуд перехода с НЧ на два вырожденных уровня конфигурации s^5p в первом приближении определяется алгебраическими методами, без обращения к динамическим уравнениям многоканальной задачи. Это требует знания обобщенных генеалогических коэффициентов разложения $q^6 \rightarrow q^3 \times q^3$ в трансляционноинвариантной модели [113], и следовательно, отделения трансляционных мод мешков [114, 107], которые влияют на результат (см. [107]). В задаче об асимметрии в pp -рассеянии это позволило бы устранить упомянутую выше неопределенность в фазе и тем самым уменьшить модельную зависимость расчета.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Чтобы яснее понять проблемы и внутренние взаимосвязи обсужденных нами методов расчета эффектов НЧ, вернемся к анализу схемы, приведенной на рис. 4.

Фундаментом современных теоретических построений являются калибровочные теории, сформулированные для взаимодействий кварков. Мы исходим из КХД и СЭСМ. Рассмотрим сначала, какие средства используются в потенциальном подходе. Прежде всего, поскольку массы промежуточных W - и Z -бозонов велики, мы воспользовались асимптотической свободой КХД и применили при нахождении коэффициентных функций аппарат ренормгрупповых уравнений.

Следующий шаг — вычисление констант связи в слабых MNN -вершинах с НЧ — требует развитой динамической теории взаимодействия адронов, построенных из кварков. Ввиду отсутствия такой теории на сегодняшний день приходится обходиться низкоэнергети-

ческой феноменологией сильных взаимодействий, а в некоторых случаях и кварковыми моделями адронов. Таким образом, на этом этапе в схеме появляются элементы, не полученные целиком из первых принципов.

На следующем этапе предположения о механизме взаимодействий на уровне адронов более радикальны. Мы переходим к приближению точечных нуклонов, а их слабые взаимодействия считаем опосредованными легчайшими мезонами π , ρ , ω . Это приближение по современным представлениям справедливо лишь для расстояний $r \geq 1$ фм, и, таким образом, вполне корректно лишь для π -мезонов. Далее, если реакция не малонуклонная, при вычислении ядерных матричных элементов привносятся обычные неточности расчета многочастичных систем. Кроме того, для малонуклонных систем существенны вопросы релятивизации динамических уравнений, учета многочастичных обменов и т. п. В целом потенциальный подход к описанию эффектов НЧ в ядрах, несмотря на надежную платформу — единые калибровочные модели, постепенно огрубляется ввиду несовершенства методов расчета на уровнях адронов и ядер. Тем не менее самосогласованный расчет констант h_M привел в итоге к удивительно хорошему согласию теории с целым комплексом экспериментальных данных по НЧ как в малонуклонных системах, так и в средних и тяжелых ядрах.

Подчеркнем еще раз то важное обстоятельство, что указанное согласие есть следствие совместного действия всех компонент стандартной теории: вкладов заряженных и нейтральных токов и цветовых взаимодействий. Заметим также, что более точные данные по эффектам НЧ в области малонуклонных реакций и средних ядер могут привести к уточнению значений масс кварков и такого фундаментального параметра КХД, как плотность вакуумного кваркового конденсата. В этом направлении, в принципе, низкоэнергетическая ядерная физика может быть поставщиком очень важной информации, которую пока мы пытаемся извлечь из высокоэнергетической физики (например, из данных о системах с тяжелыми кварками). Успехи стандартной модели по описанию эффектов НЧ стимулировали дальнейшие интересные исследования. Проведен предварительный анализ [115] возможностей описания эффектов НЧ в NN -взаимодействиях с помощью суперсимметричных расширений стандартной модели. При этом показано, что экспериментальные данные пока не накладывают на характеристики частиц-партнеров каких-либо ограничений, более жестких, чем известны из сечений рассеяния и распадов адронов.

Кварк-ядерный подход имеет в области сильных взаимодействий более экономный базис, чем потенциальный: картина обменов тяжелыми мезонами заменена в нем представлениями о мультикварковых состояниях. Для оценки вероятностей мультикварковых состояний в NN -системе в качестве первого приближения можно использовать простейшую модель конституэнтных кварков. Вероятность мультикварковых состояний при этом нормируется исходя из теоретических

соображений, таких, как правила кваркового счета [116], или непосредственно высокоэнергетическими данными — скоростью падения формфакторов при больших передаваемых импульсах. В современной формулировке кварк-ядерного подхода — с помощью модели СКМ — он имеет то преимущество, что как сильные, так и слабые амплитуды рассчитываются в нем единым образом. Это особенно выгодно при расчетах эффектов НЧ в малонуклонных реакциях. В то же время отметим, что этот подход имеет и свои трудности общего характера. А именно при расчете эффектов НЧ, в которых присутствуют обмены пионами, например асимметрии в $\vec{n}p \rightarrow d\gamma$, надо учитывать слабые несохраняющие четность взаимодействия как в вершинах πNN , так и внутри мешка. Помимо вопроса об относительном знаке этих вкладов, с сугубо теоретической точки зрения, такой подход можно считать электрическим. Однако в свете развития модели нуклона в виде малого кирального мешка, стабилизированного пионным полем, этот вопрос представляет физический интерес. Расчеты эффектов НЧ с $\Delta I = 1$, включающие как дальное действие, так и короткое действие, могли бы быть неплохой проверкой самосогласованности подхода СКМ.

В заключение отметим, что потенциальный и кварк-ядерный подходы к НЧ в NN -взаимодействиях не противоречат, а скорее дополняют друг друга. Параллельное их развитие при уточнении и расширении экспериментальных данных, особенно в области малонуклонных реакций, будет способствовать установлению более адекватного подхода к нуклонным взаимодействиям на малых расстояниях.

Авторы пользуются случаем выразить благодарность за обсуждения различных вопросов А. М. Балдину, С. Б. Герасимову, А. В. Ефремову, В. С. Замиралову, В. Б. Копеливичу, В. М. Лобашеву, В. А. Матвееву, М. М. Мусаханову, В. Г. Неудачину, Ю. А. Симонову, Ю. М. Чувильскому, М. А. Шифману, М. Ж. Шматкову.

П Р И Л О Ж Е Н И Е А. ВЫВОД ЭФФЕКТИВНОГО ГАМИЛЬТониАНА $H^{HЧ}$ В МОДЕЛИ $SU(2)_L \times U(1) \times SU(3)_C$

Как было показано в [35], при следующих условиях на параметры слабых взаимодействий и параметры процесса $m_q^2/M_W^2 \ll 1$, $m_q^2/M_H^2 \ll 1$, $\mu_0^2/M_W^2 \ll 1$ с точностью до членов rm^2/M_W^2 , где r — некоторая степень $\ln(M_W^2/m^2)$, $m = m_q$ или μ_0 , эффективный гамильтониан можно представить в виде вильсоновского разложения [117]:

$$H = \frac{G}{\sqrt{2}} \sum_h A^h \left(\frac{M_W}{\mu}, g_s \right) O_n^h \left(\frac{m_n}{\mu}, \dots, \frac{m_c}{\mu}, \frac{\mu_0}{\mu}, g_s \right). \quad (A.1)$$

Здесь O_n^h — локальные операторы размерности 6, построенные из полей кварков и глюонов, а A^h — коэффициентные функции. Локальные операторы O^h в рас-

смаатриваемом случае появляются при вильсоновском разложении T -произведений токов в выражении (7). Точка перенормировки μ разделяет «большие» ($\mu < p < M$) и «малые» ($\mu_0 \leq p \leq \mu$) виртуальные импульсы между коэффициентными функциями разложения A^k и матричными элементами операторов O^k соответственно. В целом эффективный гамильтониан, являющийся их произведением, от выбора этой точки не зависит. В выражении (A.1) m_n, \dots, m_c — массы тяжелых кварков, т. е. $m_i \gg \mu_0$, где μ_0 — характерный обратный радиус конфайнмента ($\simeq 0,2$ ГэВ), появляющийся как параметр инфракрасного обрезания при интегрировании по петлям, включающим легкие кварки (u, d, s). Таким образом, массы m_u, m_d, m_s не входят в (A.1), оставаясь за пределами обрезания.

Перенормированные амплитуды $\langle O_h \rangle$ определим в безмассовой схеме перенормировки [118], в которой уравнение ренормгруппы для $\langle O_h \rangle$ записывается в виде

$$\left[\mu \frac{d}{d\mu} + 2\gamma_2(g_s) - \gamma_h(g_s) \right] \langle O_h \rangle = 0. \quad (\text{A.2})$$

Здесь

$$\mu \frac{d}{d\mu} = \mu \frac{\partial}{\partial \mu} + \beta_h(g_s) \frac{\partial}{\partial g_s} + \delta_i(g_s) m_i \frac{\partial}{\partial m_i}; \quad (\text{A.3})$$

$$\beta_l(g_s) = \mu \frac{\partial}{\partial \mu} g_s = -\beta_l \frac{g_s^2}{16\pi^2} + O(g_s^4), \beta_l = 11 - \frac{2}{3} l; \quad (\text{A.4})$$

$$\delta_i(g_s) = \frac{\mu}{m_i} \frac{\partial}{\partial \mu} m_i = \delta_i \frac{g_s^2}{16\pi^2} + O(g_s^4), \delta_i = 8; \quad (\text{A.5})$$

$$\gamma_j(a, g_s) = \left(\mu \frac{\partial}{\partial \mu} Z_j \right) Z_j^{-1} = \gamma_j \frac{g_s^2}{16\pi^2} + O(g_s^4), \gamma_2 = \frac{8}{3} a. \quad (\text{A.6})$$

Здесь γ_j — аномальные размерности кварковых полей ($j = 2$) и операторов, определяемые диаграммами рис. 6.

Ренормгрупповое уравнение для коэффициентных функций имеет вид

$$\mu \frac{d}{d\mu} A = -A\gamma_h(a, g_s), \quad (\text{A.7})$$

и решение его хорошо известно:

$$A\left(\frac{M}{\mu}, g_s\right) = A(1, g_s(M)) \exp \left[\int_{g_s(\mu)}^{g_s(M)} d\tau \frac{\gamma_h(\tau)}{\beta_h(\tau)} \right]. \quad (\text{A.8})$$

Ограничиваясь низшим порядком по g_s в разложениях (A.4) — (A.6), находим A в главном логарифмическом приближении

$$A\left(\frac{M}{\mu}, g_s\right) = A(1, g_h(M)) \left[\frac{g_h(\mu)}{g_h(M)} \right]^{\frac{\gamma_h}{\beta_h}}. \quad (\text{A.9})$$

Здесь $g_h(\mu)$ — решение уравнения (A.4):

$$g_h(\mu) = \left(\frac{16\pi^2}{\beta_h \ln \mu^2 / \Lambda^2} \right)^{1/2}, \quad (\text{A.10})$$

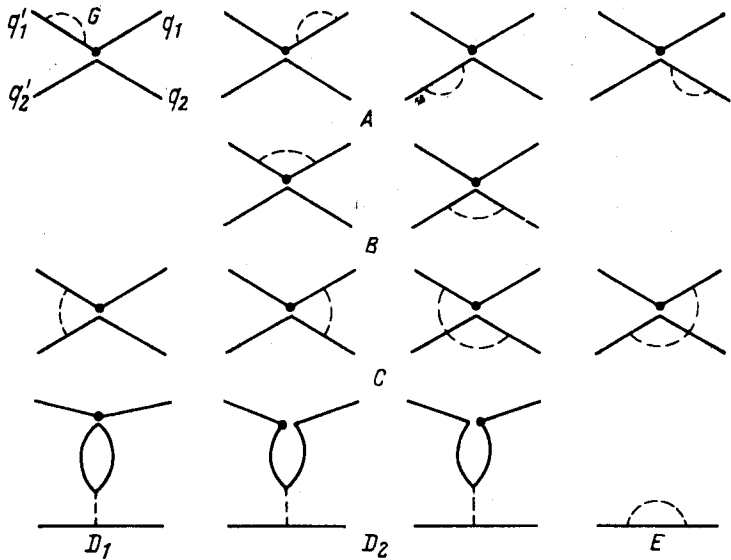


Рис. 6. Однопетлевые диаграммы, определяющие в главном логарифмическом приближении гамильтониан $H^{HЧ}$. Черная точка соответствует вершине, содержащей $\gamma_\mu \gamma_5$

где Λ_k — параметр ультрафиолетового обрезания, определяемый из опыта. Замечая теперь, что в логарифмическом приближении $A(1, g_k(M)) = A_0$, из (A.10), (A.1) находим

$$\langle H \rangle \simeq \frac{G}{\sqrt{2}} A_0 \left[\frac{g_k(\mu)}{g_k(M)} \right]^{\beta_k} \langle O_k \rangle \left(\frac{m_k}{\mu}, \dots, \frac{m_c}{\mu}, \frac{\mu_0}{\mu}, g_k(\mu) \right). \quad (A.11)$$

Выражение (A.11) в явном виде дает зависимость коэффициентной функции A от точки вычитания μ . Найдем теперь, как зависят от μ амплитуды $\langle O_k \rangle$. Поскольку энергетический масштаб μ_0 , характеризующий начальные и конечные состояния, значительно меньше масс тяжелых кварков, $\mu_0 \ll m_k$, вклады тяжелых кварков в амплитудах $\langle O_k \rangle$ «вымораживаются» (теорема Апфельквиста — Каррацоне [119]). Вследствие этого амплитуда представляется в факторизованном виде:

$$\begin{aligned} \langle O_k \rangle \left(\frac{m_k}{\mu}, \dots, \frac{m_c}{\mu}, \frac{\mu_0}{\mu}, g_k \right) &= \\ &= C_{k, k-1} \left(\frac{m_k}{\mu}, g_k, g_{k-1} \right) \langle O_{k-1} \rangle \left(\frac{m_{k-1}}{\mu}, \dots, \frac{\mu_0}{\mu}, g_{k-1} \right). \end{aligned} \quad (A.12)$$

Здесь C — коэффициентная функция, а индекс $k - 1$ операторов и заряда означает, что эти величины относятся к теории с $k - 1$ кварками, т. е. при вычислении матричного элемента $\langle O_{k-1} \rangle$ и β -функции, определяющей поведение заряда g_{k-1} , все диаграммы, содержащие кварк с массой m_k , должны исключаться.

Заряд g_{k-1} определяется выражением (A.10) с заменой k на $k-1$, причем из условия непрерывности g_s в точке $\mu = m_k$ ($\mu = m_k^*$, $g_k(m_k^*) = g_{k-1}(m_k^*)$) и выражения (A.10) следует [120]:

$$\Lambda_{k-1} = m_k^* \left(\frac{\Lambda_k}{m_k^*} \right)^{\frac{\beta_k}{\beta_{k-1}}}. \quad (\text{A.13})$$

Уравнение для коэффициентной функции $C_{k, k-1}$ в (A.12) находится аналогично (A.7). С помощью (A.2) и (A.12) получаем

$$\left[\mu \frac{d}{d\mu} - \gamma_k(g_k) \right] C_{k, k-1} = -C_{k, k-1} \gamma_{k-1}(g_{k-1}), \quad (\text{A.14})$$

где

$$\mu \frac{d}{d\mu} = \mu \frac{\partial}{\partial \mu} + \beta_k(g_k) \frac{\partial}{\partial g_k} + \beta_{k-1}(g_{k-1}) \frac{\partial}{\partial g_{k-1}} + \delta_k(g_k) m_k \frac{\partial}{\partial m_k}.$$

В том же приближении, что и при получении (A.9), находим

$$C_{k, k-1} \left(\frac{m_k}{\mu}, g_k, g_{k-1} \right) = \left[\frac{g_k(\mu)}{g_k(m_k^*)} \right]^{-\frac{\gamma_k}{\beta_k}} C_{k, k-1}(1, g_k(m_k^*), g_{k-1}(m_k^*)) \times \\ \times \left[\frac{g_{k-1}(\mu)}{g_{k-1}(m_k^*)} \right]^{\frac{\gamma_{k-1}}{\beta_{k-1}}}. \quad (\text{A.15})$$

В результате на основании формул (A.1), (A.11), (A.12) и (A.15) находим

$$\langle H \rangle = \frac{G}{\sqrt{2}} A_0 \left[\frac{g_k(\mu)}{g_k(m_k^*)} \right]^{-\frac{\gamma_k}{\beta_k}} C_{k, k-1}^0 \left[\frac{g_{k-1}(\mu)}{g_{k-1}(m_k^*)} \right]^{\frac{\gamma_{k-1}}{\beta_{k-1}}} \times \\ \times \langle O_{k-1} \rangle \left(\frac{m_{k-1}}{\mu}, \dots, \frac{m_c}{\mu}, \frac{\mu_0}{\mu}, g_{k-1} \right). \quad (\text{A.16})$$

Полученное выражение суммирует члены вида $\left(g_s^2 \ln \frac{M^2}{m_s^2} \right)^k$ для всех $k \geq 1$, в чем легко убедиться, разложив первую квадратную скобку в (A.16) в ряд по g_k . Аналогично суммируются и логарифмические члены $\left(g_s^2 \ln \frac{M^2}{m_s^2} \right)^k$, $m = m_{k-1}, \dots, \mu_0$. Последовательно применяя процедуру (A.11) — (A.15) для исключения из матричных элементов $\langle O_k \rangle$ вкладов всех тяжелых кварков и выбирая $\mu = \mu_0$, приходим к формуле, суммирующей все ведущие логарифмы:

$$\langle H \rangle = \frac{G}{\sqrt{2}} A_0 \left[\frac{g_k(m_k^*)}{g_k(M)} \right]^{\frac{\gamma_k}{\beta_k}} C_{k, k-1}^0 \left[\frac{g_{k-1}(m_{k-1}^*)}{g_{k-1}(m_k^*)} \right]^{\frac{\gamma_{k-1}}{\beta_{k-1}}} \times \dots \\ \dots \times C_{4,3}^0 \left[\frac{g_3(\mu_0)}{g_3(m_c^*)} \right]^{\frac{\gamma_3}{\beta_3}} \langle O_3 \rangle_0. \quad (\text{A.17})$$

Таким образом, задача нахождения эффективного гамильтониана H свелась: 1) к выбору конкретного вида операторного базиса O_k в данной кварковой теории; 2) к вычислению аномальных размерностей γ_k ; 3) к выбору параметров m_k^* и Λ_k .

Пространство операторов O_k удобно разложить по неприводимым представлениям группы $SU(k)$, поскольку матрицы γ_k диагональны по ним. На этом базисе можно получить универсальный набор матриц аномальных размерностей $\gamma_k(g_s^2)$, годных для любой теории слабых взаимодействий [39, 121].

В стандартной модели γ_k имеют вид [24, 119]:

$$\gamma_{84} = \gamma_{27} = -4, \quad \gamma_{20} = 8; \tag{A.18}$$

$$\gamma_{15} = \gamma_{AD}(4), \quad \gamma_8 = \gamma_{AD}(3); \tag{A.19}$$

$$\gamma_{AD}(n) = -\frac{2}{3} \begin{bmatrix} -\frac{2}{3} & 2 & -3 & 9 \\ \frac{27-4n}{6} & -\frac{27-4n}{2} & \frac{9}{2} & \frac{21}{2} \\ -\frac{11}{3} & 11 & 0 & 0 \\ \frac{9}{2} & \frac{21}{2} & \frac{9}{2} & -\frac{27}{2} \end{bmatrix}; \tag{A.20}$$

$$\gamma_1(n) = -\frac{2}{3} \begin{bmatrix} -\frac{11}{3} & 11 \\ \frac{27-2n}{3} & 2n-3 \end{bmatrix}. \tag{A.21}$$

Тогда в приближении главных логарифмов [см. формулу (A.17)] эффективный гамильтониан НЧ в стандартной модели с $n = 4$ в секторах $\Delta S = 1$ и $\Delta S = 0$ выражается в виде [24]:

$$H_{\Delta S=1}^{HЧ} = \sqrt{2} Gsc \left\{ -\frac{1}{10} K_W^{\gamma_{84}/2\beta_4} K^{\gamma_{27}/2\beta_3} (O_{(3/2)}^{27} + O_{(1/2)}^{27}) + \left(\frac{1}{20} [1111] K_W^{\gamma_{84}/2\beta_4} + \frac{1}{4} [-11-11] K_W^{\gamma_{20}/2\beta_4} K^{\gamma_8/2\beta_3} O_{(1/2)}^8 \right) \right\}; \tag{A.22}$$

$$H_1^{HЧ} = \sqrt{2} G \left\{ K_W^{\gamma_{84}/2\beta_4} K^{\gamma_{27}/2\beta_3} \left[\frac{1}{6} c^2 O_2^{27} - \frac{1}{10} s^2 O_1^{27} + \frac{1}{120} (1-4s^2) O_0^{27} \right] + \left(\frac{1}{20} [1111] K_W^{\gamma_{84}/2\beta_4} + \frac{1}{4} [-11-11] K_W^{\gamma_{20}/2\beta_4} K^{\gamma_8/2\beta_3} \left[s^2 O_1^8 + \frac{1}{\sqrt{3}} (2-3s^2) O_0^8 \right] + \left(-\frac{1}{120} [11] K_W^{\gamma_{84}/2\beta_4} + \frac{1}{30} [-14] K_W^{\gamma_{15}(4)/2\beta_4} \right) K^{\gamma_1(3)/2\beta_3} O_0^3 \right\}; \tag{A.23}$$

$$H_{11}^{HЧ} = \sqrt{2} G (1-2s_W^2) \left\{ K_Z^{\gamma_{84}/2\beta_4} K^{\gamma_{27}/2\beta_3} \left(-\frac{1}{6} O_2^{27} + \frac{1}{10} O_1^{27} + \frac{1}{60} O_0^{27} \right) + \left(-\frac{1}{20} [1111] K_Z^{\beta_{84}/2\beta_4} + \right. \right.$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{1}{4} [-11 - 11] K_Z^{\gamma_3/2\beta_4} \left(O_1^8 + \frac{1}{\sqrt{3}} O_0^8 \right) + \\
 & + \left(\frac{1}{60} [11] K_Z^{\gamma_3/2\beta_4} + \frac{1}{60} [-14] K_Z^{\gamma_1(4)/2\beta_4} \right) K^{\gamma_1(3)/2\beta_3} O_0^8 \}; \quad (\text{A.24})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_{III}^{\text{HЧ}} = -\sqrt{2} G \frac{1}{3} s_W^2 [1000] K_Z^{\gamma_3/2\beta_4} \left\{ K^{\gamma_3/2\beta_3} \left(O_1^8 + \frac{1}{\sqrt{3}} O_0^8 \right) - \right. \\
 \left. - \frac{1}{6} \left[\begin{array}{l} K^{\gamma_1(3)/2\beta_3} O_0^8 \\ K^{\gamma_1(3)/2\beta_3} O_0^8 \end{array} \right] \right\}. \quad (\text{A.25})
 \end{aligned}$$

Здесь

$$K_{W, Z} = \frac{\alpha_4(m_c^*)}{\alpha_4(M_{W, Z})}, \quad K = \frac{\alpha_3(\mu_0)}{\alpha_3(m_c^*)}, \quad \alpha_k(\mu) = \frac{g_k^2(\mu)}{4\pi}, \quad (\text{A.26})$$

где $g_k(\mu)$ определяются формулой (A.10); нижние индексы у операторов O_i указывают на правила отбора по изоспину ΔI . Операторы O_i определяются следующими формулами [24]:

$$\begin{aligned}
 O_{(3/2)}^{27} + O_{(1/2)}^{27} = [\bar{d}\bar{d}\bar{s}s + \bar{s}\bar{s}\bar{d}s + \bar{d}\bar{s}\bar{d}d + \bar{d}\bar{s}\bar{s}s - \\
 - 2(\bar{d}u\bar{u}s + \bar{d}s\bar{u}u + \bar{u}s\bar{d}u + \bar{u}u\bar{d}s)] + \text{h.c.}; \quad (\text{A.27})
 \end{aligned}$$

$$O_{(2)}^{27} = -(\bar{u}\bar{u}\bar{u}u + \bar{d}\bar{d}\bar{d}d) + \bar{d}u\bar{u}d + \bar{d}\bar{d}u\bar{u} + \bar{u}\bar{d}d\bar{u} + \bar{u}\bar{u}d\bar{d}; \quad (\text{A.28})$$

$$\begin{aligned}
 O_{(1)}^{27} = \bar{u}\bar{u}\bar{u}u - \bar{d}\bar{d}\bar{d}d - (\bar{u}\bar{s}\bar{s}u + \bar{u}\bar{u}\bar{s}s + \bar{s}u\bar{u}s + \bar{s}\bar{s}u\bar{u}) + \\
 + \bar{d}\bar{s}\bar{s}d + \bar{d}\bar{d}\bar{s}s + \bar{s}\bar{d}\bar{d}s + \bar{s}\bar{s}d\bar{d}; \quad (\text{A.29})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 O_{(0)}^{27} = 2(\bar{u}\bar{u}\bar{u}u + \bar{d}\bar{d}\bar{d}d + 3\bar{s}\bar{s}\bar{s}s) + \bar{d}u\bar{u}d + \bar{d}\bar{d}u\bar{u} + \bar{u}\bar{d}d\bar{u} + \bar{u}\bar{u}d\bar{d} - \\
 - 3(\bar{u}\bar{s}\bar{s}u + \bar{u}\bar{u}\bar{s}s + \bar{s}u\bar{u}s + \bar{s}\bar{s}u\bar{u} + \bar{d}\bar{s}\bar{s}d + \bar{d}\bar{d}\bar{s}s + \bar{s}\bar{d}\bar{d}s + \bar{s}\bar{s}d\bar{d}), \quad (\text{A.30})
 \end{aligned}$$

где

$$\bar{q}_1 \bar{q}_2 \bar{q}_3 \bar{q}_4 \equiv : \bar{q}_{1i} \bar{q}_{2\mu} \bar{q}_{3\nu} \bar{q}_{4j} \gamma^\mu \gamma^\nu q_{4j} :.$$

Операторы $O_{(\Delta I)}^8$ задаются выражениями:

$$O_k^{AD} = \begin{bmatrix} O_3(\Lambda, 1) \\ O_3^c(\Lambda, 1) \\ O_3(1, \Lambda) \\ O_3^c(1, \Lambda) \end{bmatrix} \quad (\text{A.31})$$

и $\Lambda = \lambda_6$ для $\Delta I = 1/2$ и $\Lambda = \frac{1}{2} \lambda_3$ для $\Delta I = 1$, $\Lambda = \frac{1}{2} \lambda_8$ для $\Delta I = 0$, где $O_3(M, N)$ определены в тексте.

Для нахождения коэффициентных функций эффективного гамильтониана нам осталось выбрать параметры Λ_4 , Λ_3 , m_c^* и μ_0 . Соотношение (A.13) указывает, что из первых трех величин независимы только две. Выберем $\Lambda_4 = 80$ МэВ, что согласуется с данными по распадам чармония ($n = 4$) [122], и $m_c^* = 1,27$ ГэВ, что следует из анализа данных по e^+e^- -аннигиляции на основе КХД правил сумм

(см. обзор [123] и ссылки, приведенные в нем). Тогда (A.13) дает $\Lambda_3 \simeq 100$ МэВ. Эти значения и $\mu_0 \simeq 0,2$ ГэВ дают

$$K_W \simeq K_Z \simeq 2,5, \quad (\text{A.32})$$

$$K \simeq 3,7. \quad (\text{A.33})$$

Заметим, что при этом α_3 (200 МэВ) $\simeq 1$ (ср. с [23]).

Окончательное выражение для $H^{\text{HЧ}}$ удобно записать через операторы $O_{\Delta I}^{27}$ (A.27) — (A.30) и операторы

$$\begin{bmatrix} O^S \\ O^A \\ O^5 \\ O^6 \end{bmatrix}_{\Delta I} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ -1 & 1 & -1 & 1 \\ 0 & 1 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & -1 & 0 \end{bmatrix} O_{(\Delta I)}^8, \quad (\text{A.34})$$

$$\begin{bmatrix} O^{1S} \\ O^{1A} \end{bmatrix}_{(0)} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} O_{(0)}^1. \quad (\text{A.35})$$

Как легко видеть, операторы O^{27} , O^S и O^{1S} симметричны, а O^A и O^{1A} — анти-симметричны относительно перестановки цветов второго и четвертого (или первого и третьего) кварков. Операторы O^5 и O^6 не обладают определенной цветовой симметрией и имеют лево-правую структуру $O_{LR} \sim O(M, N) - O(N, M)$.

В результате получаем:

$$H_{\Delta S=1}^{\text{HЧ}} = \sqrt{2} G (C_{(3/2)}^{27} O_{(3/2)}^{27} + C_{(1/2)}^{37} O_{(1/2)}^{27} + C_{(1/2)}^S O_{(1/2)}^S + C_{(1/2)}^A O_{(1/2)}^A + C_{(1/2)}^5 O_{(1/2)}^5 + C_{(1/2)}^6 O_{(1/2)}^6); \quad (\text{A.36})$$

$$H_{\Delta S=0}^{\text{HЧ}} = \sqrt{2} G (C_{(2)}^{27} O_{(2)}^{27} + C_{(1)}^{27} O_{(1)}^{27} + C_{(0)}^{27} O_{(0)}^{27} + C_{(1)}^S O_{(1)}^S + C_{(1)}^A O_{(1)}^A + C_{(1)}^5 O_{(1)}^5 + C_{(1)}^6 O_{(1)}^6 + C_{(0)}^S O_{(0)}^S + C_{(0)}^A O_{(0)}^A + C_{(0)}^5 O_{(0)}^5 + C_{(0)}^6 O_{(0)}^6 + C_{(0)}^{1S} O_{(0)}^{1S} + C_{(0)}^{1A} O_{(0)}^{1A}). \quad (\text{A.37})$$

Численные значения коэффициентных функций $C_{(i)}$ при $s = 0,23$, $s_W^2 = 0,23$ и величины K приведены в табл. 6 [24]. Для сравнения там же даны затравочные значения $C_{(i)}$ ($K_W = K_Z = K = 1$). Видим, что кварк-глюонные взаимодействия приводят к увеличению (по абсолютной величине) коэффициентов антисимметричных операторов C^A и C^{1A} и уменьшению коэффициентов симметричных операторов C^{27} , C^S и C^{1S} . Характерные отношения $|C(g_s \neq 0)/C(g_s = 0)| \simeq \simeq 2,5$ и $0,5$ соответственно. Следует, однако, иметь в виду, что коэффициентные функции, полученные в главном логарифмическом приближении, которое справедливо при $\alpha_s(\mu) \ll 1$, экстраполированы в область $\mu_1 \ll m$, где $\alpha_s(\mu) \sim 1$, а потому заметные вклады могут давать неглавные логарифмы $\sim g_s^{\tilde{n}} \left(\ln \frac{m}{\mu_0}\right)^{2k}$ с $n > k$ [124] и нелогаифмические поправки порядка g_s^2 [125]. Особенно резко

Таблица 6. Коэффициентные функции эффективных гамильтонианов $H_{\Delta S=0,1}^{H^C}$ [см. (A.36) и (A.37)], $C_{\Delta I}^R$ ($s \simeq 0,23$; $s_W^2 \simeq 0,23$; $K_W \simeq K_Z \simeq 2,5$; $K \simeq 3,7$). В скобках — значения $C_{\Delta I}^R$ без учета цветовых взаимодействий ($K_W = K_Z = K = 1$)

ΔI	C^{27}	C^S	C^A	C^5	C^6	C^{18}	C^{1A}
$\Delta S = 1$							
3/2	0,023 (0,037)	—	—	—	—	—	—
1/2	0,0047 (0,0073)	0,0049 (0,011)	0,15 (0,056)	-0,011 (0)	0,0020 (0)	—	—
$\Delta S = 0$							
2	0,041 (0,068)	—	—	—	—	—	—
1	0,029 (0,049)	-0,027 (-0,044)	0,46 (0,17)	-0,080 (0)	-0,029 (-0,038)	—	—
0	0,0094 (0,016)	0,0072 (0,026)	0,95 (0,35)	-0,098 (0)	-0,0078 (-0,022)	0,016 (0,071)	0,17 (0,099)

это может сказаться на поведении $C_{(1/2)}^5$ и $C_{(1/2)}^6$, не имеющих затравочных значений. Что касается $C_{\Delta S=0}$, то разумно считать, что разность $C(g_s \neq 0) - C(g_s = 0)$ воспроизводится главными логарифмами с точностью до фактора $\sim (1,5 \div 2)$ [24].

П Р И Л О Ж Е Н И Е Б. ВЫЧИСЛЕНИЕ КОНСТАНТ h_M

Как мы уже отмечали, наиболее фундаментальный интерес представляет константа h_π . Поэтому мы изложим ее вывод относительно подробно (полное изложение см. в [24, 28]), а расчет констант h_V [25] рассмотрим здесь более схематично.

Расчет h_π . Исследуем общую структуру вершин, определяемых матричными элементами

$$\langle \pi^a B^b | H^{H^C} | B^c \rangle = A (B_a^c) \frac{i}{\sqrt{(2\pi)^3 2k^0}} \bar{u}^b u^c. \quad (B.1)$$

Здесь индексы a, b, c идентифицируют компоненты пionicного изотриплета и нуклонного октета; в этих обозначениях $h_\pi = A(n_\pi)$. Используя стандартную редукционную технику, представление PCAC для интерполирующего поля пионов

$$\pi^a(x) = -\frac{\sqrt{2}}{f_\pi m_\pi^2} \partial^\mu \bar{q}(x) P_\mu^a q(x), \quad P_\mu^a = \gamma_\mu \gamma_5 \frac{\tau^a}{2}$$

($f_\pi \simeq 132$ МэВ — константа распада $\pi \rightarrow \mu\nu$) с учетом разложения (11) получаем для амплитуды A^{MN} :

$$A^{MN} = \frac{i\sqrt{2}(-k^2 + m_\pi^2)}{f_\pi m_\pi^2} \int d^4x e^{ikx} \langle B^b | \partial^\mu T(\bar{q}(x) P_\mu^a q(x), O^{MN}) - \delta(x^0) [\bar{q}(x) P_0^a q(x), O^{MN}] | B^c \rangle \quad (B.2)$$

или в мягкокионном приближении ($k \rightarrow 0$) в следующем виде:

$$A^{MN} = \frac{i\sqrt{2}}{f_\pi} \int d^3x \langle B^b | [\bar{q}(x) P_0^a q(x), O^{MN}]_{x^0=0} | B^c \rangle. \quad (B.2')$$

Одновременный коммутатор в (B.2) легко рассчитывается по каноническим правилам. Тогда с учетом явного вида P_μ^a можно найти

$$A^{MN} = -\frac{i\sqrt{2}}{f_\pi} \left\langle B^b | : \bar{q} \left\{ \gamma_3 \frac{\tau^a}{2}, M \right\} q \bar{N} q : | B^c \right\rangle + \{M \leftrightarrow N\}. \quad (B.3)$$

Таким образом, амплитуда A свелась к матричным элементам локальных четырехкварковых операторов между одночастичными барионными состояниями.

При расчете матричных элементов (B.3) должно быть учтено, что начальные и конечные адронные состояния, кроме кварков, определяющих собственно адронные состояния (в нашем случае — это валентные кварки), необходимо включают в себя вакуумный кварковый конденсат. Существование последнего непосредственно проявляется в спонтанном нарушении киральной симметрии, а РСАС дает известное соотношение между скалярной плотностью этого конденсата и параметрами явного нарушения киральной симметрии (т. е. лагранжианами массами кварков m_q):

$$2(m_u + m_d) \langle 0 | \bar{q}q | 0 \rangle = -f_\pi^2 m_\pi^2 (\bar{q}q = \bar{u}u, \bar{d}d). \quad (B.4)$$

Это обстоятельство мы учтем следующим образом. Введем через преобразование Фирца матрицы Q и R :

$$M_{AB} \times N_{CD} = Q_{AD} \times R_{CB}. \quad (B.5)$$

Учитывая, что

$$\begin{aligned} (P, M)_{AB} \times N_{CD} + M_{AB} \times (P, N)_{CD} = \\ = (P, Q)_{AD} \times R_{CB} + Q_{AD} \times (P, R)_{CB}, \end{aligned} \quad (B.6)$$

где P — матрица, а скобки $(,)$ обозначают коммутатор или антикоммутатор выделяем в матричных элементах (B.3) вклады:

$$\begin{aligned} (A^{MN})_{\text{vac}} = & -\frac{i\sqrt{2}}{f_\pi} \left(\langle 0 | \bar{q} \left\{ \gamma_3 \frac{\tau^a}{2}, M \right\} q | 0 \rangle \times \right. \\ & \times \langle B^b | \bar{q}Nq | B^c \rangle - \langle 0 | \bar{q} \left\{ \gamma_3 \frac{\tau^a}{2}, Q \right\} q | 0 \rangle \times \\ & \left. \times \langle B^b | \bar{q}Rq | B^c \rangle + \{M \leftrightarrow N, Q \leftrightarrow R\} \right). \end{aligned} \quad (B.7)$$

Заметим, что члены $\sim \langle 0 | \bar{q}Kq | 0 \rangle \langle B^b | \bar{q} \left\{ \gamma_3 \frac{\tau^a}{2}, L \right\} q | B^c \rangle$, ($K, L = M, N, Q, R$) не дают вклады в A^{MN} , так как соответствуют появлению в $H^{\text{HЧ}}$ опера-

торов с непертурбативными коэффициентными функциями $\sim \langle 0 | \bar{q} K q | 0 \rangle$; такие операторы имеют каноническую размерность 3 и поглощаются контрчленами массовой матрицы кварков в исходном лагранжиане [35].

Полная амплитуда A^{MN} теперь запишется в виде

$$A^{MN} = (A^{MN})_{\text{vac}} - \frac{i \sqrt{2}}{f_\pi} \langle B^b | : \bar{q} \left\{ \gamma_5 \frac{\tau^a}{2}, M \right\} q \bar{q} N q : | B^c \rangle + \{M \leftrightarrow N\}, \quad (\text{Б.8})$$

где индекс q во втором матричном элементе означает, что кварковые операторы в нем действуют только на кварки, определяющие собственно барионные состояния.

Расписывая выражение (Б.3) по теореме Вика, можно показать [44, 24], что «вакуумные» вклады соответствуют факторизуемым (Φ) диаграммам (а)

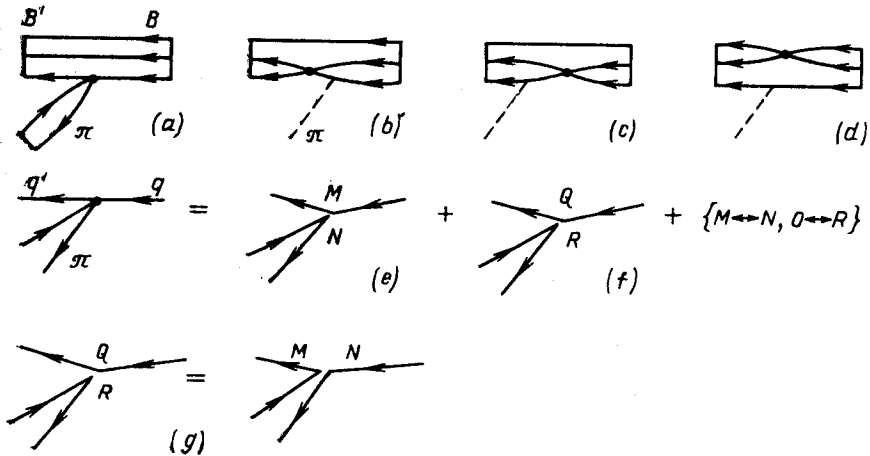


Рис. 7. Кварковая структура НЧ в πNN -вершине. Черная точка соответствует эффективному гамильтониану $H^{\text{НЧ}}$:
 а — факторизуемая; b — d — нефакторизуемые части вершин; e — g — поясняют структуру НЧ πqq -вершины в а

рис. 7, а кварковые — нефакторизуемым диаграммам (НФ) рис. 7, b — d. Легко установить, что в h_π дают вклады только два оператора O^5 и O^6 . Подставляя их явный вид в (Б.7), находим для h_π^Φ :

$$h_\pi^\Phi = 4 \sqrt{2} G \left(C_5^+ + \frac{1}{3} C_6^+ \right) \langle 0 | \bar{q} q | 0 \rangle \langle p | \bar{u} d | n \rangle. \quad (\text{Б.9})$$

Используя уравнения движения КХД для дивергенций токов и $SU(3)$ -соотношение для матричного элемента $\langle p | \bar{u} d | n \rangle$, можно получить:

$$\langle p | \bar{u} d | n \rangle = \frac{M_\Xi - 3M_\Lambda + 2M_p}{m_u - m_s}. \quad (\text{Б.10})$$

Таким образом, h_{π}^F определяется значениями $\langle 0 | \bar{q}q | 0 \rangle$ и m_u, m_s . Известны [123] следующие их значения (при $\mu \simeq 0,2$ ГэВ):

$$\langle 0 | \bar{q}q | 0 \rangle = -(190 \div 240) \text{ МэВ}^3, \quad m_u = (8,9 \pm 2,6) \text{ МэВ}, \\ m_d = (15,7 \pm 4,6) \text{ МэВ}.$$

Выбирая средние значения из этих интервалов, мы находим $m_u = 8,9$ МэВ, $m_d = 15,7$ МэВ, $m_s = 306$ МэВ, $\langle p | u\bar{d} | n \rangle = 0,51$ и $h_{\pi}^{\Phi} \simeq 1,6 \cdot 10^{-7}$.

Заметим, что в ММ [126] $\langle p | \bar{u}d | n \rangle = 0,48$, что очень близко к 0,51 с выбранными нами m_q .

Нефакторизуемые вклады

$$h_{\pi}^{\text{H}\Phi} = \sqrt{2}G \frac{i}{f_{\pi}} (C_1^5 - C_1^6) \langle p | : \bar{u}\gamma_{\mu}d (\bar{u}\gamma^{\mu}u + \bar{d}\gamma^{\mu}d + \bar{s}\gamma^{\mu}s) : - \\ - (\gamma_{\mu} \times \gamma^{\mu} \rightarrow \gamma_{\mu}\gamma_5 \times \gamma^{\mu}\gamma_5) | n \rangle^q \quad (\text{Б.11})$$

могут быть непосредственно вычислены в какой-либо кварковой модели, например в ММ, или связаны с помощью $SU(3)$ -соотношения для матричных элементов операторов $O_{\Delta I=1}$ и $O_{\Delta I=1/2}$, принадлежащих к одному и тому же октету

$$\langle p | O_1 | y \rangle = -\sqrt{\frac{2}{3}} (2 \langle p | O_{1/2} | \Lambda \rangle - \langle \Lambda | O_{1/2} | \Sigma^- \rangle) \quad (\text{Б.12})$$

с амплитудами нелептонных распадов гиперонов $A(\Lambda^0)^{\text{H}\Phi}$ и $A(\Xi^-)^{\text{H}\Phi}$. Рассмотрим сначала второй, модельно независимый способ.

Замечая, что оператор $O_{1/2}^{\Phi}$ не дает вклад в правую часть (Б.12), и используя аргумент Пати — Ву [128], приходим к следующему выражению для $h_{\pi}^{\text{H}\Phi}$:

$$h_{\pi}^{\text{H}\Phi} = -\sqrt{\frac{2}{3}} \frac{C_1^5 - C_1^6}{C_{1/2}^5 - C_{1/2}^6} [2A(\Lambda^0)^{\text{H}\Phi} - A(\Xi^-)^{\text{H}\Phi}]. \quad (\text{Б.13})$$

Это соотношение отличается от аналогичных реализаций (Б.13) (см. два обзора [5, 47]) в следующих пунктах. Во-первых, (Б.13) получено для полного эффективного гамильтониана (А.23), (А.24) *, причем без предположения *ad hoc* о существенной примеси странных кварков в начальном и конечном состояниях нуклонов. Во-вторых, (Б.13) связывает только НФ-части амплитуд. Невозможность записать правило сумм вида (Б.13) для полных (экспериментально известных) амплитуд $A(\Lambda^0)$ и $A(\Xi^-)$ следует из того, что комбинации коэффициентов- C^5 и C^6 в A^{Φ} и $A^{\text{H}\Phi}$ различны [ср. (Б.9) и (Б.11), кроме того, в A^{Φ} (Λ^0, Ξ^-) наряду с $O^{5,6}$ могут давать вклады операторы O^{27}, O^S и O^A].

Использовать соотношение (Б.13) для вычисления $h_{\pi}^{\text{H}\Phi}$ нам, однако, препятствует следующее обстоятельство. Правая часть (Б.13) очень чувствительна

* Отметим, что соотношение (Б.13) есть следствие выбора низкой точки перенормировки $\mu = \mu_0$ и учета различия масс m_c и m_u, d, s в эффективном гамильтониане $H^{\text{H}\Phi}$. Действительно, только в этом случае у операторов $O_{1/2}^{5,6}$ появляются $SU(3)$ -партнеры $O_{1/2}^{5,6}$ в $H_{\Delta S=1}^{\text{H}\Phi}$ и справедливы соотношения, приведенные перед формулой (Б.11).

к значениям коэффициентов $C_{1/2}^5$ и $C_{1/2}^6$ (они входят как в знаменатель этого выражения, так и в $A^{\text{НФ}} = A^{\text{эксп}} - A^{\Phi}$), а как уже отмечалось, погрешности главного логарифмического приближения для $C_{1/2}^{5,6}$ могут оказаться существенно большими, чем для других коэффициентов C_i^R . Поэтому для вычисления $h_{\pi}^{\text{НФ}}$ мы обратимся непосредственно к (Б.11) и ММ. Прямой расчет дает *

$$h_{\pi}^{\text{НФ}} = 4 \sqrt{2} G \frac{1}{f_{\pi}} (C_1^5 - C_1^6) \left(I_a - \frac{1}{3} I_b \right), \quad (\text{Б.14})$$

где $I_a = \int_0^{R_N} r^2 dr [G^4(r) + F^4(r)]$, $I_b = 2 \int_0^{R_N} r^2 dr G^2(r) F^2(r)$, $G(r) = j_0 \left(\frac{\omega}{R_N} r \right)$

и $F(r) = -j_1 \left(\frac{\omega}{R_N} r \right)$ — радиальные части «большой» и «малой» компонент кваркового биспинора в ММ ($m_u = m_d = 0$, $\omega \approx 2,04$). При $R_N \simeq 1$ фм (радиус нуклона в ММ) $I_a \simeq 1,43 \cdot 10^{-3}$ ГэВ³, $I_b \simeq 0,65 \cdot 10^{-3}$ ГэВ³, и мы получаем

$$h_{\pi}^{\text{НФ}} \simeq -0,31 \cdot 10^{-7}. \quad (\text{Б.15})$$

Таким образом, $h_{\pi} = h_{\pi}^{\Phi} + h_{\pi}^{\text{НФ}} = 1,3 \cdot 10^{-7}$.

Расчет h_V . Используя стандартную редукционную технику и теорему Вика, нетрудно показать, что h_V также определяется суммой двух вкладов Φ и НФ. При этом Φ -части констант h_V определяются матричными элементами вида

$$\begin{aligned} \langle VN' | O^{MN} | N \rangle^{\Phi} &= \langle V | \bar{q}Mq | 0 \rangle \langle N' | \bar{q}Nq | N \rangle - \\ &- \langle V | \bar{q}Qq | 0 \rangle \langle N' | \bar{q}Rq | N \rangle + \{M \leftrightarrow N, Q \leftrightarrow R\}, \end{aligned} \quad (\text{Б.16})$$

которые вычисляются без привлечения каких-либо модельных представлений, так как сводятся к известным из эксперимента матричным элементам адронных токов.

Используя явный вид операторов O^{MN} , находим:

$$(h_{\rho}^0)^{\Phi} = \frac{2}{3} G_V \left(2C_0^{27} + \frac{2}{\sqrt{3}} C_0^8 + 2C_1^{1S} + \frac{1}{\sqrt{3}} C_0^A + C_1^A \right); \quad (\text{Б.17})$$

$$(h_{\rho}^1)^{\Phi} = \frac{1}{3} G_V \xi (4C_1^{27} + 8C_1^8 - C_1^5 - 3C_1^6); \quad (\text{Б.18})$$

$$(h_{\rho}^2)^{\Phi} = -\sqrt{6} \frac{8}{3} G_V C_2^{27}; \quad (\text{Б.19})$$

$$(h_{\omega}^0)^{\Phi} = \frac{2}{3} G_V \xi \left(6C_0^{27} + 2\sqrt{3} C_0^8 + 6C_1^{1S} - \frac{1}{\sqrt{3}} C_0^A - C_1^A \right); \quad (\text{Б.20})$$

$$(h_{\omega}^1)^{\Phi} = \frac{1}{3} G_V (4C_1^{27} + 8C_1^8 + C_1^5 + 3C_1^6), \quad (\text{Б.21})$$

* Мы используем следующую нормировку:

$$|p\rangle = \frac{1}{\sqrt{18}} \varepsilon^{ijk} (u_{i\uparrow}^+ d_{j\downarrow}^+ - u_{i\downarrow}^+ d_{j\uparrow}^+) u_{k\uparrow}^+ |0\rangle,$$

$$|n\rangle = -\frac{1}{\sqrt{18}} \varepsilon^{ijk} (d_{i\uparrow}^+ u_{j\downarrow}^+ - d_{i\downarrow}^+ u_{j\uparrow}^+) d_{k\uparrow}^+ |0\rangle,$$

$q_{i\uparrow(\downarrow)}^+$ — оператор рождения кварка с $n = 1$, $k = -1$, $S_3 = \uparrow(\downarrow)$ и цветом i .

где

$$G_V = \sqrt{2} G m_\rho^2 \frac{g_A}{f_\rho} \simeq 2,5 \cdot 10^{-6}.$$

НФ-вклады в h_V имеют вид

$$\begin{aligned} \langle V N' | O^{MN} | N \rangle^{\text{НФ}} &= \frac{e^{\mu*}}{\sqrt{(2\pi)^3 2k^0}} i \frac{f_\rho}{m_\rho^2} (-k^2 + m_\rho^2) \times \\ &\times \int d^4x e^{ikx} \langle N' | T_{\theta\mu}(x, 0) + T_{\theta\mu}(x, 0) | N \rangle. \end{aligned} \quad (\text{Б.22})$$

Здесь

$$T_\rho(x, 0) = i : (\bar{q}(x) P^{\alpha q}(x)) (\bar{q} M q) (\bar{q} N q) :, \quad (\text{Б.23})$$

$$T_\theta(x, 0) = : \bar{q} M S(-x) P^{\alpha q}(x) + \bar{q}(x) P^{\alpha S}(x) M q (\bar{q} N q) : + \{M \leftrightarrow N\} \quad (\text{Б.24})$$

и не сводятся к одночастичным матричным элементам. Поэтому НФ-вклады в h_V не могут быть непосредственно вычислены, например, в ММ. Выше мы показали, что к таким матричным элементам сводятся амплитуды $\langle \pi B' | H^{\text{НЧ}} | B \rangle$. Выразив их и (Б.22) в терминах одних и тех же параметров (в виде линейной комбинации коэффициентов C_i^R) и фиксировав их известной в ММ структурой матричного элемента $\langle \pi B' | H^{\text{НЧ}} | B \rangle^{\text{НФ}}$, НФ-части всех констант h_M можно определить через интегралы перекрытия кварковых волновых функций ММ.

Чтобы найти функциональную структуру амплитуд $A_{MB'B}^{\text{НФ}} \sim \langle MB' | \times \times | H^{\text{НЧ}} | B \rangle^{\text{НФ}}$, наиболее просто использовать [25] рецепт, предложенный в [32] (см. также [128]). Для амплитуд, определяемых эффективным гамильтонианом (А.37), он сводится к следующим двум приближениям:

- 1) представление $A_{MB'B}^{\text{НФ}}$ через амплитуды кварковых переходов

$$\begin{aligned} A_{MB'B}^{\text{НФ}} &= b_{MB'B} [(\bar{q}q)_M (qqq)_{B'} | H^{\text{НЧ}} | (qqq)_B]^{\text{НФ}} + \\ &+ \eta_C(M) \langle (qqq)_{B'} | H^{\text{НЧ}} | (qqq)_B \hat{C} (\bar{q}q)_M \rangle^{\text{НФ}}, \end{aligned} \quad (\text{Б.25})$$

где $b_{MB'B}$ — параметры; $|(q\bar{q})_M\rangle$ и $|(qqq)_B\rangle$ — нормированные состояния с квантовыми числами мезона M и бариона B , построенные из кварка и антикварка и трех кварков с импульсами $\mathbf{p}_q = \mathbf{p}_{\bar{q}} = \mathbf{0}$; $\eta_C(M)$ — зарядовая четность изотопического мультиплетта, которому принадлежит M [$\eta_C(\pi) = 1$, $\eta_C(\rho) = \eta_C(\omega) = -1$]; \hat{C} — оператор зарядового сопряжения;

- 2) $SU(6)$ -симметрии амплитуд.

Диаграммы кварковых переходов приведены на рис. 8 [диаграммы a) — c) соответствуют НФ-амплитудам b) — d) рис. 7]. Вклад диаграммы a) в $A_{MB'B}^{\text{НФ}}$ дается первым слагаемым в (Б.25). Вклад диаграммы b) в $A_{MB'B}^{\text{НФ}}$ в силу кроссинг-симметрии заменяется вкладом не содержащей $\bar{q}q$ -вершин диаграммы поглощения мезона $\bar{M} = \hat{C}M$ (рис. 7, d). Этот вклад дается вторым слагаемым в (Б.25). Что касается диаграммы c), то согласно соотношениям [25] и (Б.22) — (Б.24) ее можно вообще исключить из рассмотрения.

Параметры $b_{MB'B}$ в (Б.25) имеют смысл соответствующих диаграмме a) интегралов перекрытия пространственных частей волновых функций адронов $\Psi_M(x_1 - x_2)$, $\Psi_{B'}$ ($y_1 - \frac{y_2 + y_3}{2}, y_2 - y_3$) и $\Psi_B(z_1 - \frac{z_2 + z_3}{2}, z_2 - z_3)$. В силу приближения 2) эти интегралы для всех мезонов M , принадлежащих 35-плету и всех барионов B, B' , принадлежащих 56-плету, имеют одно и то же

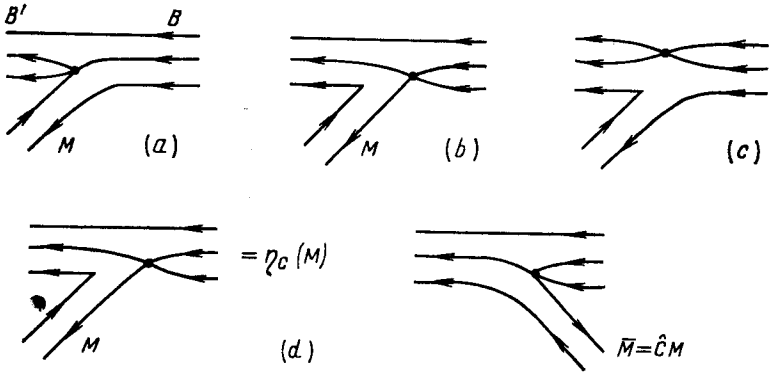


Рис. 8. Переходы с НЧ $(qqq)_B \rightarrow (\bar{q}q)_M + (qqq)_{B'}$:

черная точка обозначает эффективный гамильтониан $H^{НЧ}$; d -- диаграмма, соответствующая поглощению мезона $\bar{M} = \hat{C}M$

значение, т. е. $b_{MB'B} = b$. Заметим, что «интегральное» приближение 2) является более слабым, чем приближение $SU(6)$ -симметрии волновых функций адронов*.

Таким образом, согласно 1), 2) амплитуды $A_{MB'B}^{НФ}$ определяются кварковыми амплитудами рис. 7, $a - d$ и одним параметром b .

В результате расчета A_π в ММ и сравнения их функциональной структуры с A_ν находим [25]:

$$(\hbar_\rho^0)^{НФ} = -16G \left(\frac{1}{\sqrt{3}} C_0^A + C^1 A \right) (I_a + I_b) / f_\pi; \tag{Б.26}$$

$$(\hbar_\rho^1)^{НФ} = -\frac{8}{3} G (C_1^S - C_1^A) \left(I_a - \frac{1}{3} I_b \right) / f_\pi; \tag{Б.27}$$

$$(\hbar_\rho^2)^{НФ} = (\hbar_\omega^0)^{НФ} = (\hbar_\omega^1)^{НФ} = 0, \tag{Б.28}$$

где I_a и I_b — интегралы перекрытия волновых функций ММ [см. определения после (Б.14)]. Таким образом, найдены все вклады в константы \hbar_ν . На этом заканчивается расчет \hbar_M в рамках данной программы. Численные значения найденных вкладов при выбранных нами значениях параметров приведены в табл. 1.

* Так, известное нарушение $SU(6)$ -симметрии мезонных волновых функций $|\Psi_M(0)|^2 / |\Psi_{M'}(0)|^2 \sim m_M / m_{M'}$ (см. [128]) здесь сглаживается интегрированием функций $\Psi_M(x_1 - x_2)$ с функциями $\Psi_B, \Psi_{B'}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Weinberg S.//Phys. Rev. Lett. 1967. Vol. 19. P. 1264—1266; Salam A.//Proc. 8th Nobel Symp., Stockholm, 1968 (Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968). P. 367—381; Glashow S., Piopoulos J., Maiani L.//Phys. Rev. D. 1970. Vol. 2. P. 1285—1292.
2. Боголюбов Н. Н., Струминский Б. В., Тавхелидзе А. Н. Препринт ОИЯИ Д-1968, Дубна, 1965; Han M. Y., Nambu Y.//Phys. Rev. 1965. Vol. 139. P. 1006—1010; Fritsch H., Gell-Mann M., Leutwyler H.//Phys. Lett. 1973. Vol. 47E. P. 365—368.
3. Блин-Стойл Р. Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро: Пер. с англ. М.: Мир, 1976. Гл. 8, 9.
4. Henley E. M.//Ann. Rev. Nucl. Sci. 1969. Vol. 19. P. 367—398; Абов Ю. Г., Крупяцкий П. А.//Успехи физ. наук, 1976. Т. 118. С. 141—173; Fischbach E., Tadić D.//Phys. Repts C. 1973. Vol. 6. P. 123—186; Gari M.//Ibid. P. 317—377; Vox M. A., McKellar B. H. J., Pick P., Lassez K. R.//J. Phys. G: Nucl. Phys. 1975. Vol. 1. P. 493—515; Fiorini E.//Riv. Nuovo cimento. 1974. Vol. 4. P. 401—424; Lobov G. A.//Atom. Energy Rev. 1974. Vol. 12. P. 505—521.
5. Desplanques B.//Nucl. Phys. A. 1980. Vol. 335. P. 147—167.
6. Tadić D.//Rep. Prog. Phys. 1980. Vol. 43. P. 67—123.
7. Дубовик В. М.//Международный симпозиум по проблемам нескольких тел в ядерной физике, Дубна, 1979. С. 40.
8. Craver V. A., Fischbach E., Kim Y. E., Tubis A.//Phys. Rev. D. 1976. Vol. 13. P. 1377—1389.
9. Блохинцев Д. И.//ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 1295—1306.
10. Matveev V. A., Sorba P.//Nuovo cimento Lett. 1977. Vol. 20. P. 435—439.
11. Smirnov Yu. F., Tchuvisky Yu. M. Moscow State Univ. Report. 1977; J. Phys. 1978. Vol. 4. P. 11.
12. Kobushkin A. P. ITP-77-143E, Kiev, 1977; ЯФ. 1978. Vol. 28. P. 495—510.
13. Jaffe R. L.//Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 38. P. 195—199; (Er.) P. 617.
14. Proc. of VII Intern. seminar on High Energy physics problems multi-quarks interactions and QCD, Dubna, JINR, 1984.
15. Dubovik V. M., Obukhovskiy I. T.//Z. Phys. 1981. Vol. 299A. P. 341—346; ibid. 1981. Vol. 10C. P. 123—129.
16. Дубовик В. М., Обуховский И. Т. Сообщения ОИЯИ P2-80-501, Дубна, 1980.
17. Обуховский И. Т., Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф., Чувильский Ю. М.//ЯФ. 1980. Т. 31. С. 516—528; Лукьянов В. К., Резник Б. А., Титов А. И. Препринт ОИЯИ P2-1275, Дубна, 1979.
18. Høgaasen H., Sorba P., Viollier R.//Z. Phys. 1980. Vol. 4C. P. 131—140.
19. Dubovik V. M., Kobushkin A. P.//Report ITF-78-85E, Kiev, 1978.
20. Jaffe R. L., Low F. E.//Phys. Rev. 1979. Vol. D19. P. 2105—2118.
21. Simonov Yu. A.//Phys. Lett. 1981. Vol. 107B. P. 1—7; Симонов Ю. А.//ЯФ. 1982. Т. 36. С. 722—733.
22. Altarelli G., Ellis R. K., Maiani L., Petronzio R.//Nucl. Phys. 1975. Vol. B88. P. 215—236.
23. Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Шифман М. А.//ЖЭТФ. 1977. Т. 72. С. 1275—1297.
24. Dubovik V. M., Zenkin S. V. Comm. JINR E2-83-611, Dubna, 1983.
25. Dubovik V. M., Zenkin S. V. Comm. JINR E2-83-615, Dubna, 1983.
26. Браун Дж. Е., Джексон А. Д. Нуклон-нуклонные взаимодействия. М.: Атомиздат, 1979; Erkelenz K.//Phys. Rep. 1974. Vol. 13C. N 5. P. 191—258.
27. Dumbrajs O., Koch R., Pilkuhn H. e.a.//Nucl. Phys. 1983. Vol. B216. N 2. P. 227—335.
28. Dubovik V. M., Zenkin S. V. Comm. JINR E2-83-922, Dubna, 1983; Ann. Phys. 1986. Vol. 172, N 1. P. 100—135.
29. Dubovik V. M., Tosunyan L. A., Zenkin S. V. Comm. JINR E2-80-671, Dubna, 1980.

30. Chemtob M., Desplanques B.//Nucl. Phys. 1974. Vol. B78. P. 139—204.
31. Box M. A., McKellar B. H. J., Pick P. e.a.//J. Phys. G; Nucl. Phys. 1975. Vol. 1. P. 493—515.
32. Desplanques B., Donoghue J. F., Holstein B.//Ann. Phys. 1980. Vol. 124. P. 449—495.
33. Dubovik V. M., Zamiralov V. S., Zenkin S. V. Comm. JINR E2-12381, Dubna, 1979.
34. Лобов Г. А.//ЯФ. 1979. Т. 30. С. 1353—1363.
35. Weinberg S.//Phys. Rev. 1973. Vol. D8. P. 605—6251; Mathur V. S., Yen H. C.//Phys. Rev. 1973. Vol. D8. P. 3569—3575.
36. Gailard M. K., Lee B. W.//Phys. Rev. Lett. 1974. Vol. 33. P. 408—411;
- Altarelli G., Maiani L.//Phys. Lett. 1974. Vol. 52B. P. 351—354.
37. Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Шифман М. А.//Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22. С. 123—126.
38. Guberina B., Tadić D., Trampetić J.//Nucl. Phys. 1979. Vol. B152. P. 429—441; Buccella F., Lusignoli M., Maiani L., Pugliese A.//Nucl. Phys. 1979. Vol. B152. P. 461—477.
39. Dubovik V. M., Zamiralov V. S., Zenkin S. V.//Nucl. Phys. 1981. Vol. B182. P. 52; ЯФ. 1981. Т. 34. С. 837—843.
40. McKellar B. H. J.//Phys. Lett. 1967. Vol. 26B. P. 107—108; Tadić D.//Phys. Rev. 1968. Vol. 174. P. 1694—1703.
41. Weinberg S. Preprint HUTP-77/A061, Cambridge-Mass., 1977.
42. Desplanques B., Micheli J.//Phys. Lett. 1977. Vol. 68. P. 339—342.
43. Donoghue J. F.//Phys. Rev. 1976. Vol. D13. P. 2064—2074; *ibid.* 1976. Vol. D15. P. 184—191.
44. Körner J. G., Kramer G., Willrodt J.//Phys. Lett. 1979. Vol. 81B. P. 365—370; Z. Phys. C-Particles and Fields. 1979. Vol. 2. P. 117—135.
45. Kopuwa M., Oka T.//Progr. Theoret. Phys. 1978. Vol. 60. P. 1073—1081.
46. Зенкин С. В.//ЯФ. 1981. Т. 33. С. 323—328.
47. Galić H., Guberina B., Tadić D.//Z. Phys. 1976. Vol. 276A. P. 65—70.
48. McKellar B. H. J., Pick P.//Phys. Rev. 1972. Vol. D6. P. 2184—2190; *ibid.* 1973. Vol. D7. P. 260—266.
49. Palle D., Picek I., Tadić D.//Nucl. Phys. 1980. Vol. B166. P. 149—161; Picek I., Tadić D., Trampetić J.//Nucl. Phys. 1981. Vol. B177. P. 382—398; Palle D., Tadić D.//Fizika (Zagreb). 1984. Vol. 16. P. 301—307.
50. Desplanques B.//Proc. of Workshop on Reactor Based Fundamental Physics, Grenoble, Nov. 1983; Simonius M.//High Energy Spin Physics. 1982, AIP Conf. Proc. 95 (AIP, N.Y., 1983).
51. Blin-Stoyle R. J., Feshbach H.//Nucl. Phys. 1961. Vol. 27. P. 395—404; Partovi F.//Ann. Phys. 1964. Vol. 27. P. 114—132; Danilov G. S.//Phys. Lett. 1965. Vol. 18. P. 40—44; Данилов Г. С.//ЯФ. 1971. Т. 14. С. 788—801.
52. Данилян Г. В.//УФН. 1980. Т. 131. С. 329—342.
53. Сушков О. П., Фламбаум В. В.//УФН. 1982. Т. 136. С. 3—24.
54. Robertson R. G. H.//Proc. of «Neutrino-82»/Ed. E. Fiorini. N.Y.—L. 1982. P. 219—239.
55. Fiorini E.//Nucl. Phys. 1982. Vol. A374. P. 577—592.
56. Копелювич В. Б.//ЯФ. 1982. Т. 35. С. 716—731.
57. Friar J. L., McKellar B. H. J.//Phys. Lett. 1983. Vol. 123B. P. 284—289.
58. Серебров А. П.//Лекции XIV зимней школы ЛИЯФ по ядерной физике и элементарным частицам. ЛИЯФ, 1979. С. 28—34.
59. Oka T.//Phys. Rev. 1983. Vol. D27. P. 523—530.
60. Москалев А. Н.//ЯФ. 1969. Т. 9. С. 163—172.
61. Jacquemart Ch., Lang J., Mueller R. e.a.//Proc. of X Intern. Conf. on Few Body Problem, Karlsruhe, 1983. P. 103—106.
62. Dmitriev V. F., Flambaum V. V., Sushkov O. P., Telitsin V. B.//Phys. Lett. 1983. Vol. 125B. P. 1—4.
63. Balzer R., Henneck R., Jacquemart Ch. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 45. P. 699—702.

64. Balzer R., Henneck R., Jacquemart Ch. e.a.//Phys. Rev. 1984. Vol. C30. P. 1409—1430.
65. Knyaz'kov V. A., Kolomenski E. A., Lobashov V. M. e.a.//Nucl. Phys. 1984. Vol. A417. P. 209—230.
66. Cavaignac J. F., Vignon B., Wilson R.//Phys. Lett. 1977. Vol. 67B. P. 148—152.
67. Avenier M., Cavaignac T. F., Koang D. H. e.a.//Phys. Lett. 1984. Vol. 137B. P. 125—128.
68. Lang J., Maier Th., Muller R. e.a.//Particles and Nuclei. Tenth Intern. Conf. book of Abstracts. Vol. 11. Heidelberg, 1984. P. H8; Phys. Lett. 1985. Vol. 54. P. 170—175.
69. Bini M., Fazzini T., Poggi G., Taccetti N.//6th Intern. symposium on polarization phenomena in nuclear physics, Osaka, 1985. P. 244, а также см. Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 35. P. 795—798; Evans H. C., Ewan G. T., Kwan S. P. e.a.//Ibid. 1985. Vol. 55. P. 791—794.
70. Elsener K., Grüebler W., König V. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. P. 1476—1479.
71. Earle E. D., McDonald A. B., Adelberger E. G. e.a.//Nucl. Phys. 1983. Vol. A396. P. 221—230.
72. Adelberger E. C., Hoyle C. D., Swanson H. E. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 46. P. 695—698; Haxton W. C.//Ibid. P. 698—701.
73. Adelberger E. G., Hindi M. M., Hoyle C. D. e.a.//Phys. Rev. 1983. Vol. C27. P. 2833—2856.
74. Haxton W. C., Gibson B. F., Henley B. M.//Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 45. P. 1677—1681.
75. Brown B. A., Richter W. A., Godwin N. S.//Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 45. P. 1681—1685.
76. Ахмедов Е. Х., Гапонов Ю. В.//ЯФ. 1979. Т. 30. С. 1331—1345.
77. McKellar B. H. J., Pick P.//Nucl. Phys. 1970. Vol. B22. P. 625—636; Varroso A., Tadić D., Trampetić J. MPI-PAE/PTh 18—83, Munich, 1983.
78. Герштейн С. С., Фоломенкин В. Н., Хлопов М. Ю.//ЯФ. 1974. Т. 20. С. 737—745.
79. Рекало М. П. ХФТИ 78-9, 78-42, Харьков, 1978. Woloshyn R. M.//Canad. J. Phys. 1979. Vol. 57. P. 809—814.
80. Hwang W.-Y., Henley E. M.//Nucl. Phys. 1981. Vol. A356. P. 365—382.
81. Shapiro I. S.//Phys. Repts. 1978. Vol. 35C. P. 122—204.
82. Дубовик В. М., Тосунян Л. А.//Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. С. 68—72.
83. Дубовик В. М., Чешков А. А.//ЭЧАЯ. 1974. Т. 5. С. 791—837; Дубовик В. М., Тосунян Л. А.//ЭЧАЯ, 1983. Т. 14. С. 1191—1228.
84. Dubovik V. M., Eramzhyan R. A., Tosunyan L. A. Comm. JINR E4-9979, Dubna, 1976.
85. Faessler A., Fernandez D., Lubeck G., Shimizu K.//Nucl. Phys. A. 1983. Vol. 402. P. 555—569; Oka M., Yazaki K.//Prog. Theoret. Phys. 1981. Vol. 66. P. 566—588.
86. Lacombe M., Loiseau B., Richard J. M. e.a.//Phys. Rev. A. 1980. Vol. 21. P. 861—871.
87. Suzuki Y., Hecht K. T.//Phys. Rev. C. 1983. Vol. 27. P. 299—311; Vol. 28. P. 1458—1477.
88. Симонов Ю. А.//ЯФ. 1983. Т. 38. С. 1542—1555.
89. Mulders P. J.//Phys. Rev. D. 1982. Vol. 25. P. 1269—1279; Vol. 26. P. 3039—3056.
90. Кобушкин А. П.//ЯФ. 1978. Т. 28. С. 495—507; Кобушкин А. П., Шелест В. П.//ТМФ. 1977. Т. 31. С. 156—167.
91. Brown G. E., Rho M.//Phys. Lett. B. 1979. Vol. 82. P. 177; Vento V., Rho M., Numan E. M. e.a.//Nucl. Phys. A. 1980. Vol. 345. P. 413; Thomas A. W.//Advances in Nuclear Physics. N.Y. Plenum. 1983. Vol. 13. P. 1—138; De Tar C.//Phys. D. 1981. Vol. 24. P. 752—780.

92. Дубовик В. М., Обуховский И. Т., Шматиков М. Ж.//ЯФ. 1984. Т. 39. С. 699—706.
93. Danilov G. S.//Phys. Lett. 1965. Vol. 18. P. 40—45; Данилов Г. С.//ЯФ. 1971. Т. 14. С. 788—799.
94. Simonius M.//Phys. Lett. B. 1972. Vol. 41. P. 415—419.
95. Simonov Yu. A. Preprint ИТЕР-31, М., 1981.
96. Дубовик В. М., Зенкин С. В., Обуховский И. Т., Госунян Л. А. Труды VII Международного семинара по физике высоких энергий. Д1,2-84-599. Дубна. 1984, с. 458—465.
97. Обуховский И. Т., Симонов Ю. А., Шматиков М. Ж.//ЯФ. 1983. Т. 38. С. 1248—1261.
98. Hadjimichael E., Fischbach E.//Phys. Rev. D. 1971. Vol. 3. P. 755—765; Pirner H. J., Rustgi M. L.//Nucl. Phys. A. 1975. Vol. 239. P. 427—440; Ohta K., Oka T., Yamamoto Y.//Prog. Theoret Phys. 1976. Vol. 56. P. 875—883; Desplanques B., Missimer J.//Nucl. Phys. A. 1978. Vol. 300. P. 286—307; Oka T.//Phys. Rev. D. 1983. Vol. 27. P. 523—530.
99. Дубовик В. М., Обуховский И. Т. Сообщения ОИЯИ P2-80-501, Дубна, 1980.
100. Obukhovskiy I. T.//Z. Phys. A. 1982. Vol. 308. P. 253—261.
101. Obukhovskiy I. T., Smirnov Yu. F., Tchuvil'sky Yu. M.//Phys. A. 1982. Vol. 15. P. 7—21.
102. Reid R. V.//Ann. Phys. (N.Y.). 1968. Vol. 50. P. 411—448.
103. Kisslinger L. S.//Phys. Lett. 1982. Vol. 112B. P. 307—310.
104. Barton G.//Nuovo cimento. 1961. Vol. 19. P. 512—527.
105. Henley E. M., Kreis F. R.//Phys. Rev. 1971. Vol. D11. P. 605—610; Epstein G. N.//Phys. Lett. 1975. Vol. 55B. P. 249—253; Yamamoto Y.//Prog. Theoret Phys. 1977. Vol. 58. P. 1790; Galić H., Guberina B., Tadić D. e.a.//Phys. Rev. 1976. Vol. D14. P. 2327—2340; Oka T.//Prog. Theoret Phys. 1981. Vol. 66. P. 977—987; Любов Г. А.//Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. С. 70—74.
106. Kisslinger L. S., Miller G. A.//Phys. Rev. 1983. Vol. C27. P. 1602—1610.
107. Israilov I., Musakhanov M. M.//Proc. of X Intern. Conf. on Few Body Problem, Karlsruhe, 1983, P. 373.
108. Nagle D. E., Bowman F. D., Carlini F. e.a.//High energy spin physics/ Ed. G. M. Bunce, AIP. CP. N 95. N.Y., 1983. P. 150—162.
109. Lockyer N., Romanowski T. A., Bowman F. D. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 45. P. 1821; Phys. Rev. 1980. Vol. D30. P. 860—875.
110. Goldhaber A. S.//Phys. Rev. 1982. Vol. D25. P. 715—719.
111. Singh S. K., Ahmed I.//Phys. Lett. 1984. Vol. 143. P. 10—14.
112. Goldman T., Preston D.//Nucl. Phys. 1983. Vol. B217. P. 61—80.
113. Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука, 1969.
114. Rebbi C.//Phys. Rev. 1976. Vol. D14. P. 2362—2371; Musakhanov M. M. Preprint ИТЕР-179, М., 1979; Grein W., Kubodera K., Locher M. P.//Nucl. Phys. 1981. Vol. 356. P. 259—283.
115. Suzuki M.//Phys. Lett. 1982. Vol. 115B. P. 40—44; Dunkan M. J.//Nucl. Phys. 1983. Vol. B214. P. 21—35; Krawchuk P. Preprint CERN-Th. 3977/84, Geneva, 1984.
116. Matveev V. A., Muradyan R. M., Tavkhelidze A. N.//Lett. Nuovo cimento. 1973. Vol. 7. P. 719—724; Brodsky S. J., Farrar G. K.//Phys. Rev. Lett. 1973. Vol. 31. P. 1153—1158.
117. Wilson K. G.//Phys. Rev. 1969. Vol. 179. P. 1499—1512.
118. Weinberg S.//Phys. Rev. 1973. Vol. D8. P. 3497—3509; Воронов Б. Л., Тютин И. В.//ЯФ. 1976. Т. 23. С. 664—675.
119. Appelquist T., Carrazone J.//Phys. Rev. 1975. P. 2855—2861; Witten E.//Nucl. Phys. 1976. Vol. B104. P. 445—476.
120. Ellis J., Gaillard M. K., Nanopoulos D. V., Rudaz S.//Nucl. Phys. 1980. Vol. B176. P. 61—69; Ширков Д. В.//ЯФ. 1981. Т. 34. С. 541—545.

121. **Babaev Z. R., Gelmi L., Zamiralov V. S., Zenkin S. V.** Preprint IHEP, Serpuhov, 1981; ЯФ. 1982. Т. 35. С. 144—150.
122. **Mackenzie P. B., Lepage G. P.** //Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 47. P. 1244—1247; **Krasnikov N. V., Pivovarov A. A.** //Phys. Lett. 1982. Vol. 116B. P. 168—170.
123. **Gasser J., Leutwyler H.** //Phys. Repts. 1982. Vol. 87. P. 77—169.
124. **Altarelli G., Curci G., Martinelli G., Petrarka S.** //Nucl. Phys. 1981. Vol. B187. P. 461—513.
125. **Galić H.** Preprint SLAC-PUB-2602, Stanford, 1980.
126. **De Grand T., Jaffe R. L., Johnson K., Kiskis J.** //Phys. Rev. 1975. Vol. D12. P. 2060—2076.
127. **Miura K., Minamikawa T.** //Progr. Theoret Phys. 1967. Vol. 38. P. 954—970; **Körner F. G.** //Nucl. Phys. 1971. Vol. B251. P. 282—290; **Pati F. C., Woo C.H.** //Phys. Rev. 1971. Vol. D1. P. 2910—2922.
128. **Van Royen R., Weisskopf V. F.** //Nuovo cimento. 1967. Vol. 50A. P. 617—645.