

УДК 539.125.17

НАРУШЕНИЕ КИРАЛЬНОЙ СИММЕТРИИ И СТРУКТУРНЫЕ ФУНКЦИИ КВАРКОВ

В. П. Ефросинин, Д. А. Заикин

Обсуждается экспериментальное подтверждение следствий киральной симметрии относительно содержания страных кварков в пионе. Показано, что для уточнения степени нарушения $SU(2) \otimes SU(2)$ симметрии в мезонном секторе требуются дальнейшие эксперименты по измерению пионных структурных функций. Подчеркивается роль аксиальной аномалии в эволюции несинглетных нуклонных структурных функций, приводящей к нарушению правила сумм Готтфрида. Проведена оценка изоспиновой асимметрии партонов в нуклоне.

Ранее нами [1] обсуждался характер нарушения киральной симметрии в пион-пионных взаимодействиях. Исходя из экспериментальных данных по $\pi\pi$ -амплитудам и с использованием линейного разложения амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния [2] были сделаны оценки пион-пионных σ -членов.

Пион-пионный σ -член, определенный как

$$\sigma_{\pi\pi}^{\pi\pi} = i \langle \pi_d | [\bar{Q}^c, \partial^\mu A_\mu^b] | \pi_a \rangle,$$

(A_μ^a и \bar{Q}^a – соответственно аксиально-векторные токи и заряды) имеет изоспиновое разложение в t -канале

$$i \langle \pi_d | [\bar{Q}^c, \partial^\mu A_\mu^b] | \pi_a \rangle = \frac{1}{3} \delta_{bc} \delta_{ad} \sigma^0 + \frac{1}{2} (\delta_{ab} \delta_{cd} + \delta_{ac} \delta_{bd} - \frac{2}{3} \delta_{bc} \delta_{ad}) \sigma^2,$$

где σ^0 и σ^2 – компоненты с изоспином соответственно $I = 0$ и $I = 2$. В [1] было получено

$$\sigma^0 = (5, 2 \pm 1, 4) m_\pi^2, \quad \sigma^2 = (0, 5 \pm 0, 5) m_\pi^2. \quad (1)$$

Результат (1) не противоречит предположению о $(3, 3^*) \oplus (3^*, 3)$ -механизме нарушения киральной симметрии, для которого [2] $\sigma^0 = 3m_\pi^2$, $\sigma^2 = 0$, т.е. $\sigma_{\pi\pi}^{\pi\pi} = i < \pi_d | [\bar{Q}^c, \partial^\mu A_\mu^b] | \pi_a \rangle = \delta_{cb} \delta_{ad} m_\pi^2$. В рамках этого предположения плотность гамильтониана, нарушающего $SU(3) \otimes SU(3)$ -симметрию, может быть представлена в виде

$$\mathcal{H}' = u^0 + cu^8,$$

где $u^\alpha = \bar{q}(x)\lambda^\alpha q(x)$ ($\alpha = 0, 1, \dots, 8$), $q(x)$ – поля токовых кварков, c – некоторая постоянная. Пион-пионный σ -член определяет вклад в массу пиона, обусловленный нарушением $SU(2) \otimes SU(2)$ -симметрии, т.е. вклад части \mathcal{H}_2 плотности гамильтониана \mathcal{H}' , нарушающей эту симметрию [3], а именно $\mathcal{H}_2 = (1/3)(\sqrt{2}+c)(\sqrt{2}u^0+u^8)$. Другая часть плотности гамильтониана $\mathcal{H}_1 \equiv \mathcal{H}' - \mathcal{H}_2 = (1/3)(1-\sqrt{2}c)(u^0-\sqrt{2}u^8)$ нарушает $SU(3)$ -, но сохраняет $SU(2) \otimes SU(2)$ -симметрию.

Так как $\langle \pi_d | u^0 + cu^8 | \pi_a \rangle = m_\pi^2 \delta_{da}$, то масса пиона обусловлена именно нарушением $SU(2) \otimes SU(2)$ -симметрии и не имеет сдвига в мезонном октете. В предположении точной $SU(2) \otimes SU(2)$ -симметрии равенство нулю матричного элемента $\langle \pi_d | \mathcal{H}_1 | \pi_a \rangle$ означает, что для пион-пионных вершин параметр нарушения правила Цвейга

$$\beta \equiv \sqrt{2} \langle \pi | \bar{s}s | \pi \rangle / \langle \pi | (\bar{u}u + \bar{d}d) | \pi \rangle = 0.$$

А это означало бы подавление странной компоненты кварк-антикваркового моря, обнаруженного в пионе [4]. В [1] было предложено проверить этот вывод на эксперименте.

В [5] при изучении дрелл-яновского процесса в реакциях $\pi N \rightarrow \mu^+ \mu^- X_h$ и $KN \rightarrow \mu^+ \mu^- X_h$ с использованием рекомбинационной модели были определены структурные функции кварков в пионе и каоне (рис. 1). Из рис. 1 видно, что функция распределения странных кварков моря в пионе значительно меньше по абсолютной величине, чем для нестранных кварков, и уменьшается с ростом x (долей импульса кварка) заметно медленнее. Поскольку процедура определения структурных функций модельно зависима, то весьма желательными являются дальнейшие эксперименты по определению структурных функций мезонов в других реакциях, равно как и с использованием различных моделей.

Отметим, что экспериментальные результаты [5], согласуясь с выводом, сделанным в [1] в пользу $(3, 3^*) \oplus (3^*, 3)$ -механизма нарушения киральной симметрии, свидетельствуют о справедливости оценки (1) пион-пионных σ -членов.

Влияние спонтанного нарушения киральной симметрии на поведение структурных функций адронов связано с аксиальной аномалией, которая может привести к непертурбативной эволюции несинглетных нуклонных функций [6], объясняющей нарушение

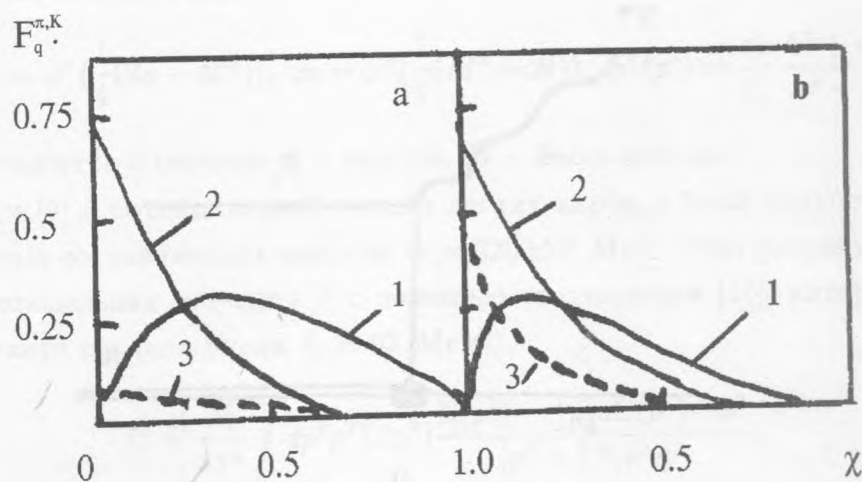


Рис. 1. Структурные функции кварков в пионе (а) и каоне (б): 1 – для нестранных валентных кварков; 2 – для нестранных кварков моря; 3 – для странных кварков моря.

правила Готтфрида [7].

Для изоспиновой асимметрии S_G партонов в нуклоне при учете вклада только валентных кварков получается [7]

$$S_G \equiv \int_0^1 dx \frac{F_2^p(x) - F_2^n(x)}{x} = \frac{1}{3}. \tag{2}$$

Однако по данным группы New Muon Collaboration [8], исследовавшей глубоко неупругое рассеяние мюонов на водороде и дейтерии при $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$,

$$S_G = 0,235 \pm 0,026. \tag{3}$$

Для объяснения расхождения в значениях S_G (2) и (3) в [6] исследовалась эволюция величины $S_G(t)$:

$$S_G(t) = \Delta(t, t_0) S_G(t_0),$$

где $t = \ln(Q^2/\mu^2)$, μ – масштабный параметр, $S_G(t_0) = 1/3$ соответствует кварковой модели. Вклад в эту эволюцию вносят диаграммы глубоко неупругого рассеяния кварка с излучением мезона Π (рис. 2). В [6] было показано, что

$$\Delta(t, t_0) = \exp(\Omega(t) - \Omega(t_0)),$$

$$\Omega(t) = \frac{1}{6} \sigma_1^{\gamma^* n}(t) + \frac{1}{3} \sigma_1^{\gamma^* \eta'}(t) - \frac{1}{2} \sigma_1^{\gamma^* \pi}(t),$$

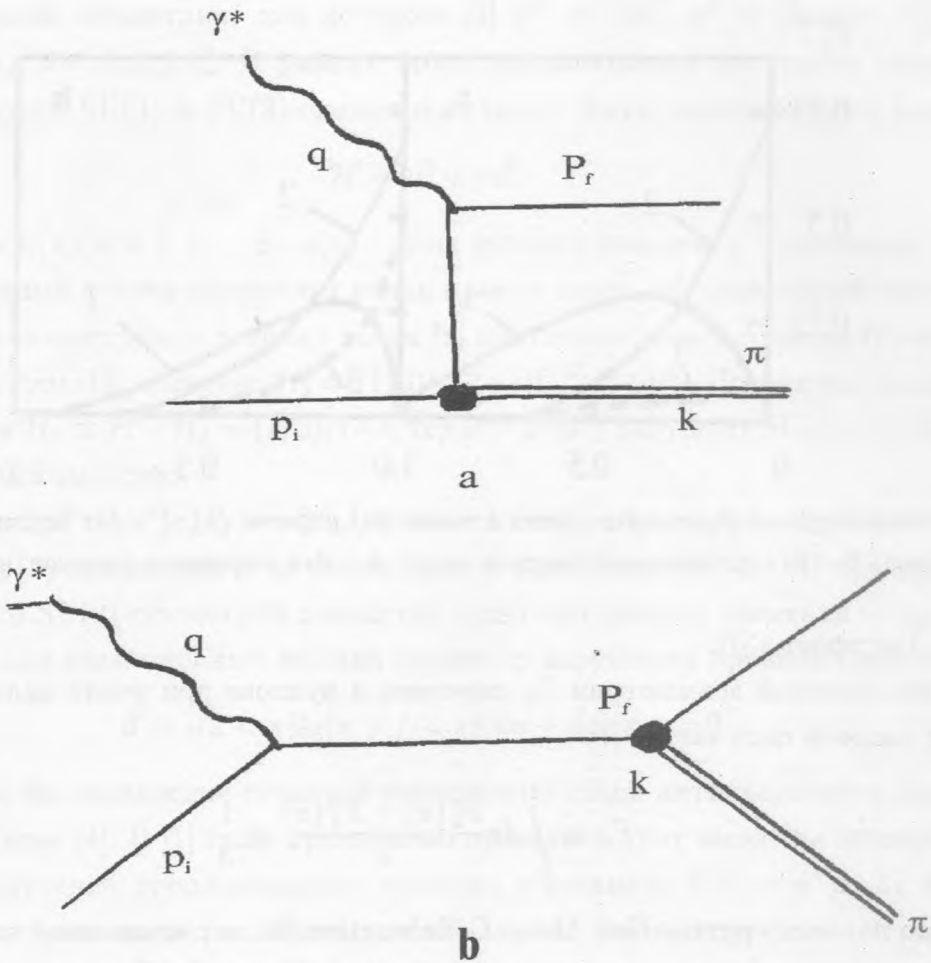


Рис. 2. Глубоко неупругое рассеяние кварка, излучающего мезон Π : (а) рассеяние в t -канале; (б) рассеяние в s -канале.

где $\sigma_1^{\gamma^*\Pi}$ – первые моменты полных сечений $\sigma^{\gamma^*\Pi}(x; t)$ рассеяния кварка на виртуальном фотоне γ^* с излучением мезона Π . Непертурбативный масштабный фактор $\Delta(t, t_0)$ потенциально велик вследствие аксиальной $U(N_f)$ аномалии в псевдоскалярном секторе (из-за больших разностей масс $M_\eta - M_\pi$ и $M_{\eta'} - M_\pi$).

Следуя [6], мы предполагаем, что для псевдоскалярной вершинной функции $\varphi^\pi(p^2)$ диаграмм рисунка 2 выполняется соотношение Гольдбергера – Треймана $\varphi^\pi(p^2) = \Sigma(p^2)/f_\pi$, где $\Sigma(m^2) = t$ – масса составляющего кварка. Формфакторы в s - и t -каналах

выбирались, как и в [6], в виде

$$\varphi_s = \varphi^\pi \left(\frac{1}{4}(2\hat{s} - M^2) \right), \quad \varphi_t = \varphi^\pi \left(\frac{1}{4}(M^2 - 2\hat{t}) \right), \quad \varphi^\pi(p^2) = \frac{m}{f_\pi} \frac{\Lambda^2 + m^2}{\Lambda^2 + p^2}.$$

Здесь \hat{s} и \hat{t} относятся к системе γ^* - партон, M - масса мезона.

Ранее нами [9] в потенциальной модели легких адронов была получена оценка для масс нестранных составляющих кварков: $m = 320 \pm 20 \text{ MeV}$. Этот результат мы использовали для определения значения Λ с помощью соотношения [10], которое нормирует $\Sigma(p^2)$ к константе распада пиона $f_\pi = 93 \text{ MeV}$:

$$f_\pi^2 = \frac{N_c}{4\pi^2} \int_0^\infty dp^2 p^2 \Sigma(p^2) \frac{\Sigma(p^2) - \frac{1}{2}p^2 d\Sigma(p^2)/dp^2}{[p^2 + \Sigma^2(p^2)]^2},$$

где N_c - число цветов.

В соответствии с изложенным мы рассчитали непертурбативную эволюцию величины $S_G(Q^2 = 4 \text{ GeV}^2)$ от значения $Q_0 = 0,2 \text{ GeV}$. При этом (в отличие от [6]), чтобы избежать двойного счета, мы учли в диаграммах рис. 2 только псевдоскалярное взаимодействие. В результате было получено

$$S_G(Q^2 = 4 \text{ GeV}^2) = 0,272_{-0,013}^{+0,010}. \quad (4)$$

Значение (4) не противоречит экспериментальному результату (3) для S_G при $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ и демонстрирует правильную тенденцию эволюции правила Готтфрида от масштаба Q_0^2 , соответствующего кварковой модели, к экспериментальному результату, соответствующему $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$. Возникающая таким образом цветовая асимметрия моря является следствием аксиальной аномалии.

В заключение подчеркнем важность более точного экспериментального определения структурных функций странных кварков моря в пионе для уточнения степени нарушения киральной $SU(2) \otimes SU(2)$ -симметрии в мезонном секторе.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Ефросинин В. П., Заикин Д. А., Осипчук И. И. ЯФ, **48**, 1820 (1988).
- [2] Weinberg S. Phys. Rev. Lett., **17**, 616 (1966).
- [3] Ефросинин В. П., Заикин Д. А. ЭЧАЯ, **16**, 1330 (1985).

- [4] Badier J. Z. Physik C, **18**, 281 (1983).
- [5] Barton D. S., Brandenburg G. W. et al. Preprint Fermilab-Pub-80/32. Эксп. MIT-LNS-Report, No. 7697160, p. 118. Batavia, 1980. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Физика адронных процессов. М., Энергоатомиздат, 1986.
- [6] Ball R. D., Forte S. Nucl. Phys. B, **425**, 516 (1994).
- [7] Gottfried K. Phys. Rev. Lett., **18**, 1174 (1967).
- [8] Arneodo M. et al. Phys. Rev. D, **50**, R1 (1994).
- [9] Ефросинин В. П., Заикин Д. А. ЯФ, **37**, 1532 (1983).
- [10] Pagels H., Stokar S. Phys. Rev. D, **20**, 2947 (1979).

ГНЦ РФ "ИЯИ РАН"

Поступила в редакцию 13 июля 1996 г.