



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2002-2
ОТФ

Р.Н. Рогалев*

**ЗАМЕЧАНИЕ ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ
КИРАЛЬНОЙ АНОМАЛИИ
ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЧИСЛА ЦВЕТОВ**

Направлено в ЯФ

* E-mail: rogalyov@mx.ihep.su

Протвино 2002

Аннотация

Рогалев Р.Н. Замечание об использовании киральной аномалии для измерения числа цветов: Препринт ИФВЭ 2002–2. – Протвино, 2002. – 6 с., 1 рис., 1 табл., библиогр.: 15.

Зависимость вершин типа $PPP\gamma$, где P — псевдоскалярный мезон, от числа цветов N_c проанализирована с учётом зависимости зарядов кварков от N_c . Показано, что наряду с распадом $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ для измерения N_c наилучшим образом подходят реакции $K\gamma \rightarrow K\pi$ и $\pi^\pm\gamma \rightarrow \pi^\pm\eta$. Измерение сечения $\sigma(\pi^-\gamma \rightarrow \pi^-\eta)$ на установке ВЕС в ИФВЭ согласуется со значением $N_c = 3$.

Abstract

Rogalyov R.N. The Uses of Chiral Anomaly for Determination of the Number of Colors: IHEP Preprint 2002–2. – Protvino, 2002. – p. 6, figs. 1, tables 1, refs.: 15.

The N_c -dependence of the vertices $PPP\gamma$, where P is a pseudoscalar meson and N_c is the number of colors, is analyzed with regard for the N_c -dependence of the quark charges. It is shown that the best processes for the determination of N_c are the reactions $K\gamma \rightarrow K\pi$ and $\pi^\pm\gamma \rightarrow \pi^\pm\eta$ as well as the decay $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$. The measurement of the cross section $\sigma(\pi^-\gamma \rightarrow \pi^-\eta)$ at the VES facility at the IHEP agrees with the value $N_c = 3$.

Киральная аномалия [1] является фундаментальным свойством квантовых теорий поля с киральными фермионами, в частности Стандартной Модели (СМ). Киральная аномалия представляет собой квантовомеханическое нарушение классической киральной симметрии, проявления которого на адронном уровне определены однозначно. Это отличает её от других предсказаний СМ; киральная аномалия является практически единственным эффектом взаимодействий кварков и лептонов с калибровочными бозонами на малых расстояниях, который можно переформулировать в терминах адронных полей без введения дополнительных параметров. Поэтому экспериментальное изучение киральной аномалии служит проверкой теоретических основ физики элементарных частиц.

Феноменологические следствия киральной аномалии могут быть учтены путём добавления функционала Весса–Зумино–Виттена¹ (ВЗВ) [2,3]

$$\begin{aligned}
S[U, \ell, r]_{\text{WZW}}^{(N_c=3)} = & -\frac{iN_c}{48\pi^2} \int d^4x \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \left\langle U \ell_\mu \ell_\nu \ell_\alpha U^\dagger r_\beta + \frac{1}{4} U \ell_\mu U^\dagger r_\nu U \ell_\alpha U^\dagger r_\beta + \right. \\
& + iU \partial_\mu \ell_\nu \ell_\alpha U^\dagger r_\beta + i\partial_\mu r_\nu U \ell_\alpha U^\dagger r_\beta - i\Sigma_\mu^L \ell_\nu U^\dagger r_\alpha U \ell_\beta + \Sigma_\mu^L U^\dagger \partial_\nu r_\alpha U \ell_\beta - \\
& - \Sigma_\mu^L \Sigma_\nu^L U^\dagger r_\alpha U \ell_\beta + \Sigma_\mu^L \ell_\nu \partial_\alpha \ell_\beta + \Sigma_\mu^L \partial_\nu \ell_\alpha \ell_\beta - i\Sigma_\mu^L \ell_\nu \ell_\alpha \ell_\beta + \\
& \left. + \frac{1}{2} \Sigma_\mu^L \ell_\nu \Sigma_\alpha^L \ell_\beta - i\Sigma_\mu^L \Sigma_\nu^L \Sigma_\alpha^L \ell_\beta \right\rangle - (L \leftrightarrow R)
\end{aligned} \quad (1)$$

к действию киральной теории возмущений. Здесь N_c — число цветов ($N_c=3$); скобки $\langle \dots \rangle$ означают взятие следа по ароматам;

$$\Sigma_\mu^L = U^\dagger \partial_\mu U; \quad \Sigma_\mu^R = U \partial_\mu U^\dagger; \quad U = \exp(i\Phi\sqrt{2}/F); \quad (2)$$

$$r_\mu = \ell_\mu = eA_\mu Q = A_\mu \text{diag} \left(\frac{2}{3}, -\frac{1}{3}, -\frac{1}{3} \right); \quad (3)$$

$F=93$ МэВ; символ $(L \leftrightarrow R)$ обозначает замены $U \leftrightarrow U^\dagger$, $\ell_\mu \leftrightarrow r_\mu$ и $\Sigma_\mu^L \leftrightarrow \Sigma_\mu^R$ и

$$\Phi = \begin{pmatrix} \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta^8}{\sqrt{6}} + \frac{\eta^0}{\sqrt{3}} & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & -\frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta^8}{\sqrt{6}} + \frac{\eta^0}{\sqrt{3}} & K_0 \\ K^- & \bar{K}_0 & -\frac{2\eta^8}{\sqrt{6}} + \frac{\eta^0}{\sqrt{3}} \end{pmatrix}.$$

Функционал (1) определяет низкоэнергетическое поведение амплитуд реакций $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$, $\pi^+\gamma \rightarrow \pi^+\pi^0$, $\pi^+\gamma \rightarrow \pi^+\eta$, $K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0$ и т.п. Некоторые из этих

¹В формуле (1) предполагается, что зарядовая матрица задаётся выражением (3) при всех N_c , что неверно (см. дальнейший текст статьи). Поэтому выражение (1) справедливо только в случае $N_c = 3$.

реакций ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$, $\pi^+\gamma \rightarrow \pi^+\pi^0$) были использованы ранее для определения числа цветов N_c .

Однако в результате недавнего анализа вершин типа $PPP\gamma$ и $P\gamma\gamma$ (P — псевдоскалярный мезон), проделанного в работе [4], выяснилось, что в рамках последовательной теории использовавшиеся ранее для определения N_c вершины $\pi^0\gamma\gamma$ и $\pi^0\pi^+\pi^-\gamma$ не зависят от N_c , хотя практически во всех учебниках по физике элементарных частиц (см., например, [5]), написанных в прошлом столетии, утверждается, что ширина распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ пропорциональна N_c^2 , и поэтому $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ рассматривается как один из источников экспериментальной информации об N_c . Однако при этом в доказательстве утверждения о зависимости амплитуд $\mathcal{A}_{\pi^+\gamma \rightarrow \pi^+\pi^0}$ и $\mathcal{A}_{\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma}$ от N_c неявно предполагается, что заряды кварков $Q_u = 2/3, Q_d = -1/3, Q_s = -1/3$ не зависят от N_c . В этом случае при $N_c \neq 3$ треугольные аномалии в кварковом секторе не сокращаются с аномалиями в лептонном секторе, и теория становится перенормируемой. Предположив же перенормируемость СМ при произвольном N_c , мы получаем соотношение между N_c и зарядами кварков:

$$Q_u = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{N_c} + 1 \right), \quad Q_d = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{N_c} - 1 \right). \quad (4)$$

Основываясь на этом соотношении, можно показать, что амплитуды процессов с аномальной G -чётностью с участием π -мезонов ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\pi^+\gamma \rightarrow \pi^+\pi^0$, а также амплитуда распада $\eta \rightarrow \gamma\gamma$) не зависят от N_c . Аномальные вершины $\gamma\pi^0\pi^+\pi^-$ и $\gamma\eta\pi^+\pi^-$ были изучены теоретически (в случае $N_c = 3$) в работах [6] и экспериментально — в процессах кулоновского рождения π^0 - [7] и η -мезонов [8] на ядрах на ускорителе ИФВЭ. Следует отметить, что основной задачей в эксперименте [7] (измерение сечения $\sigma(\pi^+\gamma \rightarrow \pi^+\pi^0)$) было именно измерение числа цветов, однако в силу вышесказанного, число цветов в этом эксперименте измерить невозможно, в то время как данные эксперимента [8] вполне можно использовать для измерения N_c . Таким образом, единственная на данный момент вершина с участием лёгких мезонов, использованная для измерения N_c , — $\eta\pi^+\pi^-\gamma$ — была изучена в распаде $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ [9] и в реакции рассеяния $\pi^+\gamma \rightarrow \pi^+\eta$ [8]. Приводимые в данной работе результаты вычислений для произвольного N_c позволяют интерпретировать данные этих экспериментов как однозначное указание на то, что $N_c = 3$.

В настоящем исследовании, как и в работе [4], не делается попытки поставить под сомнение всю совокупность уже имеющихся экспериментальных данных, указывающих на то, что $N_c = 3$; в данном случае преследуются гораздо более скромные цели. Так, Бар и Визе [4] утверждают, что среди представленных в учебниках по физике элементарных частиц экспериментальных данных, приводящих к выводу о том, что $N_c = 3$, вместо ширин распадов $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ и $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ и сечения реакции $\pi^+\gamma \rightarrow \pi^+\pi^0$ должна упоминаться ширина распада $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$, которая в отличие от вышеупомянутых ширин зависит от N_c . В настоящей же работе проанализирована N_c -зависимость сечений $K\gamma \rightarrow K\pi$ и $K\gamma \rightarrow K\eta$, которые также могут быть использованы для измерения N_c .

Необходимость подробного рассмотрения соответствующих амплитуд вызвана следующим обстоятельством. Несмотря на проделанный в работе [4] глубокий и последовательный анализ N_c -зависимости вершин аномального лагранжиана, в окончательных выражениях для вершин типа $PPP\gamma$ (формулы (5.11) цитируемой работы) имеются ошибки. Так, например, в случае $N_c = 3$ упомянутые формулы не совпадают с теми, которые получаются непосредственно из лагранжиана ВЗВ (1). Источником указанных ошибок может служить то обстоятельство, что антисимметризация в формулах (5.12)

цитируемой работы производится по двум, а не по трём операторам, как это должно быть в случае четырёхточечных функций Грина.

Члены аномального лагранжана для вершин типа $PPP\gamma$ могут быть вычислены одним из следующих двух способов.

1. Путём непосредственного вычисления групповых множителей при квадратных кварковых диаграммах, дающих вклад в соответствующую функцию Грина, — с антисимметризацией по аксиальным токам и с учётом соотношений (4). Строго говоря, это позволяет установить только отношения между коэффициентами при вершинах одинакового типа; в данном случае для нормировки можно использовать известные вершины $\pi^0\gamma\gamma$ и $\pi^+\pi^-\pi^0\gamma$.
2. Путём подстановки явного выражения для матрицы U (формула (2)) в выражение для лагранжиана ВЗВ (1), обобщённое не случай $N_c \neq 3$. Такое обобщение было предложено в вышеупомянутой работе [4] и имеет вид

$$S = S^{(N_c=3)} + \left(1 - \frac{N_c}{3}\right) S_{\text{GW}}, \quad (5)$$

где S_{GW} — член Голдстоуна–Вилчека [10]:

$$\begin{aligned} S_{\text{GW}}[U, A_\mu] &= \frac{e}{48\pi^2} \int d^4x \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} A_\mu \text{Tr}[(U^\dagger \partial_\nu U)(U^\dagger \partial_\alpha U)(U^\dagger \partial_\beta U)] \\ &\quad - \frac{ie^2}{32\pi^2} \int d^4x \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} A_\mu F_{\nu\alpha} \text{Tr}[Q(\partial_\beta U U^\dagger + U^\dagger \partial_\sigma U)]; \end{aligned} \quad (6)$$

при рассмотрении вершин типа $PPP\gamma$ вторую строку в выражении (6) можно опустить.

Результаты вычислений первым и вторым способами совпадают; искомые вершины имеют вид

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{WZW}}^{PPP\gamma} &= \frac{ie}{4\pi^2 F^3} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} A_\beta \left(\begin{aligned} &\partial_\mu \pi^0 \partial_\nu \pi^+ \partial_\alpha \pi^- + \\ &+ \frac{N_c}{3\sqrt{3}} \partial_\mu \eta^8 \partial_\nu \pi^+ \partial_\alpha \pi^- + \\ &+ \frac{N_c + 3}{6} \partial_\mu \pi^0 \partial_\nu K^+ \partial_\alpha K^- + \\ &+ \frac{N_c - 1}{2} \partial_\mu \pi^0 \partial_\nu K^0 \partial_\alpha \bar{K}^0 + \\ &+ \frac{9 - N_c}{6\sqrt{3}} \partial_\mu \eta^8 \partial_\nu K^+ \partial_\alpha K^- - \\ &- \frac{\sqrt{3}(N_c - 1)}{2} \partial_\mu \eta^8 \partial_\nu K^0 \partial_\alpha \bar{K}^0 - \\ &- \frac{N_c - 3}{3\sqrt{2}} \partial_\mu \pi^- \partial_\nu K^+ \partial_\alpha \bar{K}^0 + \\ &+ \frac{N_c - 3}{3\sqrt{2}} \partial_\mu \pi^+ \partial_\nu K^- \partial_\alpha K^0 + \\ &+ \frac{\sqrt{6}}{9} \partial_\mu \eta^0 \partial_\nu K^+ \partial_\alpha K^- + \\ &+ \frac{N_c \sqrt{6}}{9} \partial_\mu \eta^0 \partial_\nu \pi^+ \partial_\alpha \pi^- \end{aligned} \right), \end{aligned} \quad (7)$$

где η^0 и η^8 — синглетное и октетное состояния:

$$\eta = \eta^8 \cos \theta_P - \eta^0 \sin \theta_P, \quad \eta' = \eta^8 \sin \theta_P + \eta^0 \cos \theta_P, \quad \theta_P \simeq 20^\circ. \quad (8)$$

Формула (7) является основным результатом данной работы. Отметим, что вершины $K^+K^0\pi^-\gamma$ и $K^-\bar{K}^0\pi^+\gamma$ отсутствуют в аномальном действии² только при $N_c = 3$, поэтому околопороговое поведение сечений $K^+\gamma \rightarrow K^0\pi^-$ и $K^0\gamma \rightarrow K^+\pi^-$ служит хорошим индикатором отклонения параметра N_c от значения $N_c = 3$. Другими словами, только при $N_c = 3$ киральная аномалия даёт ненулевой вклад в амплитуды реакций $K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0$ и $K^0\gamma \rightarrow K^0\pi^0$, и не даёт вклада в амплитуды реакций $K^+\gamma \rightarrow K^0\pi^+$ и $K^0\gamma \rightarrow K^+\pi^-$, благодаря чему околопороговые значения сечений $K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0$ и $K^0\gamma \rightarrow K^0\pi^0$ в десятки раз превосходят соответствующие значения для $K^+\gamma \rightarrow K^0\pi^+$ и $K^0\gamma \rightarrow K^+\pi^-$. Вычисление и обсуждение возможности экспериментального изучения упомянутых сечений в околопороговой области (для случая $N_c = 3$) можно найти в работе [11]. Измерение сечений реакций $K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0$, $K^0\gamma \rightarrow K^0\pi^0$, $K^+\gamma \rightarrow K^0\pi^+$ и $K^0\gamma \rightarrow K^+\pi^-$ приобретает особую актуальность благодаря их зависимости от параметра N_c , определяемой формулой (7).

Следует, однако, оговориться, что формула (7) даёт правильное описание поведения амплитуд только при достаточно малых импульсах. Для адекватного описания реакций $K\gamma \rightarrow K\pi$, $\pi^\pm\gamma \rightarrow \pi^\pm\eta$ и распада $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ при физических импульсах и массах необходимо также учитывать вклад 1^- -резонансов. Это можно сделать в рамках модели доминантности векторных мезонов. В работе [12] эта модель была сформулирована таким образом, что при переходе к киральному пределу она переходит в киральную теорию возмущений. Кроме того, формализм, изложенный в обзоре [12], наиболее удобен для учёта вклада киральной аномалии. Лагранжиан модели и способ его применения для расчёта указанных процессов подробно рассмотрены в работах [11], [12], [13]; остаётся лишь указать, как этот лагранжиан зависит от числа цветов. Вся N_c -зависимость в нормальной части лагранжиана учтена в эффективной константе связи g ; аномальные члены должны быть домножены на $\frac{N_c}{3}$, чтобы в киральном пределе получался член ВЗВ; заряды кварков считаются функциями N_c , согласно формуле (4). Анализ реакций $\pi^\pm\gamma \rightarrow \pi^\pm\eta$ и распада $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ в рамках модели доминантности векторных мезонов указанного типа был выполнен в работах [6]. Из приведённых там выражений легко видеть, что обе диаграммы для этих процессов пропорциональны $N_c(Q_u - Q_d) = N_c$, поэтому зависимость амплитуды от N_c определяется элементарно.

В случае реакций $K\gamma \rightarrow K\pi$ дело обстоит чуть сложнее: необходимо непосредственное вычисление амплитуд. Соответствующие диаграммы для реакций $K\gamma \rightarrow K\pi$ показаны на **рис. 1**.

Вычисления проводились с использованием языка аналитических вычислений FORM [14]. Результат имеет вид

$$A_{K\gamma \rightarrow K\pi} = \frac{-ie}{16\pi^2 F^3} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q^\mu p_b^\nu p_2^\alpha \epsilon^\beta \left(C_0 + \frac{C_s M_{K^*}^2}{s - M_{K^*}^2 + i\Gamma_{K^*} \sqrt{s}} + \frac{C_t M_\rho^2}{t - M_\rho^2} + \frac{C_u M_{K^*}^2}{u - M_{K^*}^2} \right), \quad (9)$$

где ϵ — вектор поляризации фотона; импульсы q , p_b и p_2 определены в таблице; $s = (q + p_b)^2$, $t = (p_b - p_2)^2$, $u = (q - p_2)^2$; M_{K^*} и M_ρ — массы K^* - и ρ -мезонов; Γ_{K^*} — ширина

²Вершины $K^+K^0\pi^-\gamma$ и $K^-\bar{K}^0\pi^+\gamma$ в работе [4] не приводятся.

K^* -мезона. Коэффициенты C_0 , C_s , C_t , и C_u для конкретных процессов приведены в **таблице** как функции N_c .

Таким образом, измерение сечений реакций $K^+\gamma \rightarrow K^+\pi^0$ и $K^+\gamma \rightarrow K^0\pi^+$ восполнит пробел, образующийся после изъятия распадов $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ и реакции $\pi^+\gamma \rightarrow \pi^+\pi^0$ из совокупности экспериментальных данных, используемых для определения такого важного параметра, как N_c . Кроме этого, измерение сечений реакций $K\gamma \rightarrow K\pi$ позволит проверить феноменологические следствия киральной аномалии в модели с тремя (а не двумя) лёгкими кварками. Это важно, поскольку аномальный член ВЗВ в лагранжиане киральной теории возмущений был получен в предположении о наличии именно трех лёгких кварков.

Автор признателен М.И. Поликарпову за интерес к работе.

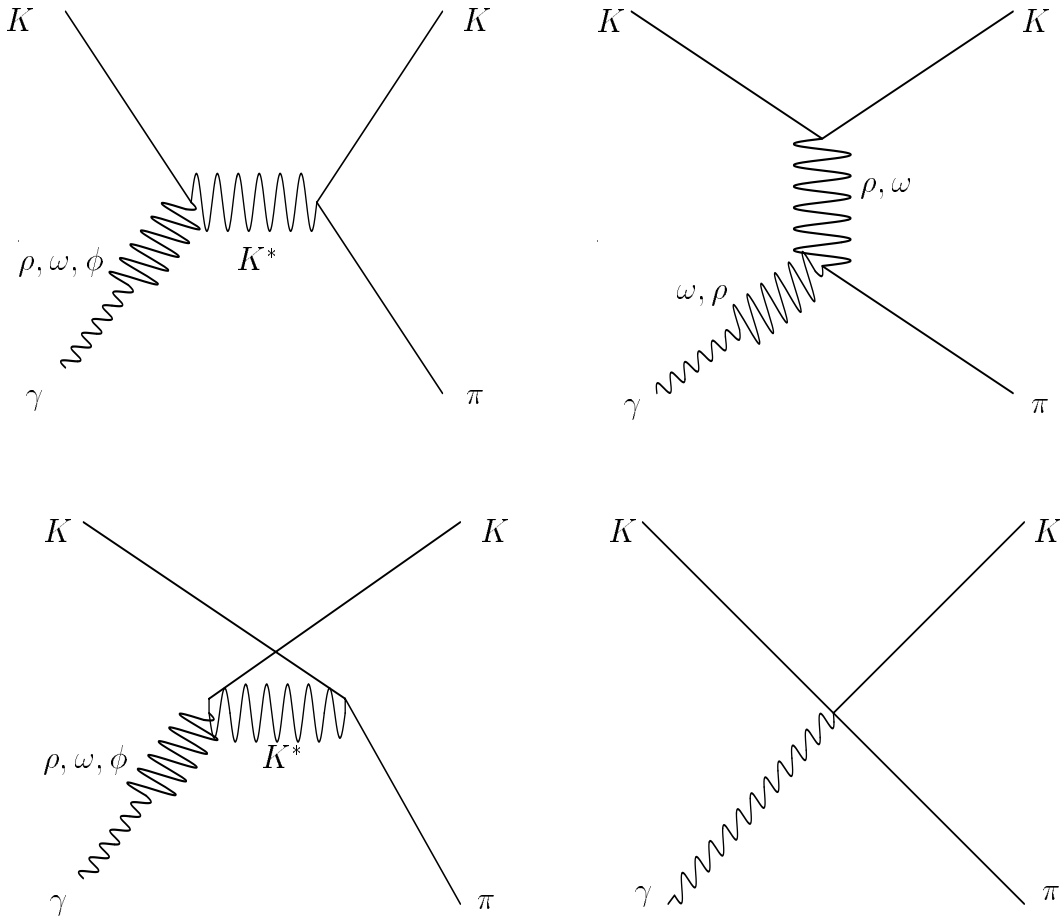


Рис. 1. Диаграммы, дающие вклад в амплитуды реакций $K\gamma \rightarrow K\pi$.

Таблица. Коэффициенты C_s, C_t, C_u и C_0 из формулы (9).

Реакция	C_0	C_s	C_t	C_u
$K^+(p_b)\gamma(q) \rightarrow K^+(p_2)\pi^0(p_1)$	$\frac{N_c + 3}{3}$	1	$N_c + 1$	1
$K^+(p_b)\gamma(q) \rightarrow K^0(p_2)\pi^+(p_1)$	$\frac{\sqrt{2}(N_c - 3)}{3}$	$\sqrt{2}$	$\sqrt{2}(N_c - 2)$	$-2\sqrt{2}$
$\pi^+(p_b)\gamma(q) \rightarrow \pi^+(p_2)\eta(p_1)$	$\frac{2N_c\sqrt{3}}{9} P_\theta$	0	$\frac{2N_c\sqrt{3}}{3} P_\theta$	0

Примечание. Необходимость учёта $\eta - \eta'$ -смешивания (8) приводит к появлению множителя [6] $P_\theta = \frac{F}{F_8} \cos \theta_P - \frac{F}{F_0} \sin \theta_P$, где необходимо учитывать разницу между распадными константами $F_{\pi^\pm} = F, F_0, F_8$. Величины F_0 (F_8) параметризуют матричный элемент аксиального тока между вакуумом и чисто синглетным (октетным) состоянием; их значения, вычисленные в однопетлевом порядке киральной теории возмущений [15], равны: $F_0 \approx 1.04F, F_8 \approx 1.30F$; угол смешивания $\theta_P = 20^\circ$. Всё это делает теоретические предсказания для распадов $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ и $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ и реакций $\pi^\pm\gamma \rightarrow \pi^\pm\eta(\eta')$ менее точными, чем для аналогичных реакций $K\gamma \rightarrow K\pi$.

Список литературы

- [1] W.A. Bardeen, *Phys. Rev.* **184**, 1848 (1969).
- [2] J. Wess, B. Zumino, *Phys. Lett.* **B37**, 95 (1971).
- [3] E. Witten, *Nucl. Phys.* **B223**, 422 (1983).
- [4] O. Bär, U.-J. Wiese, *Nucl. Phys.* **B609**, 225 (2001); hep-ph/0105258.
- [5] К. Ициксон, Ж.Б. Зюбер. Квантовая теория поля. – М.: Мир, 1984; Т.-П. Ченг, Л.-Ф. Ли. Калибровочные теории в физике элементарных частиц. – М.: Мир, 1987.
- [6] B.R. Holstein, *Phys. Rev.* **D53**, 4099 (1996);
E.P. Venugopal, B.R. Holstein, *Phys. Rev.* **D57**, 4397 (1998).
- [7] Y.M. Antipov *et. al.*, *Phys. Rev.* **D36**, 21 (1987).
- [8] Д.В. Амелин *и др.* *ЯФ.* **62**, 496 (1999).
- [9] M. Gormley *et al.*, *Phys. Rev.* **D2**, 501 (1970).
- [10] J. Goldstone, F. Wilczek, *Phys.Rev.Lett.* **47**, 986 (1981).
- [11] Р.Н. Роголёв, *ЯФ.* **64**, 72 (2001).
- [12] M. Bando, T. Kugo, K. Yamawaki, *Phys. Rep.* **164**, 217 (1988).
- [13] T. Fujiwara *et. al.*, *Prog. Theor. Phys.* **73**, 926 (1985).
- [14] J.A.M. Vermaseren, “*Symbolic Manipulation with FORM, Version 2*” Amsterdam: CAN, 1991.
- [15] J. Gasser, H. Leutwyler, *Nucl. Phys.* **B250**, 465 (1985).

Рукопись поступила 9 января 2002 года.

Р.Н. Рогалев.

Замечание об использовании киральной аномалии для измерения числа цветов.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы L^AT_EX.

Редактор Н.В.Ежела.

Технический редактор Н.В.Орлова.

Подписано к печати 9.01.2002. Формат 60 × 84/8. Офсетная печать.

Печ.л. 0.75. Уч.-изд.л. 0.6. Тираж 130. Заказ 3. Индекс 3649.

ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий

142284, Протвино Московской обл.

