

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С323.4

P2 - 11712

K-172

Ю.Л.Калиновский

4661/2-78

НЕЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ η_c
И КИРАЛЬНЫЕ ЛАГРАНЖИАНЫ

1978

P2 - 11712

Ю.Л.Калиновский

НЕЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ η_c
И КИРАЛЬНЫЕ ЛАГРАНЖИАНЫ

Калиновский Ю.Л.

P2 - 11712

Нелептонные распады η_c и киральные лагранжианы

Рассмотрены нелептонные распады η_c в киральной теории. Лагранжиан сильного взаимодействия выбирается инвариантным относительно преобразований группы $SU(4) \times SU(4)$. Нарушение симметрии производится по простейшему представлению $(4, 4^*) + (4^*, 4)$ группы $SU(4) \times SU(4)$. Лагранжиан слабого взаимодействия имеет форму "ток на ток" и строго удовлетворяет правилу $|\Delta I| = 1$ в идеальном случае $\theta_c = 0$.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Kalinovsky Ju.L.

P2 - 11712

Nonleptonic Decays of η_c and Chiral Lagrangians

Nonleptonic decays of η_c in chiral theory are considered. The lagrangian of strong interaction is taken to be invariant under the $SU(4) \times SU(4)$ group. Symmetry breaking is chosen according to the simplest representation $(4, 4^*) + (4^*, 4)$ of the $SU(4) \times SU(4)$ group. The lagrangian of weak interaction is taken in the "current x current" form and satisfies exactly the rule $|\Delta I| = 1$ in "ideal" case $\theta_c = 0$.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе /1/ на основе лагранжиана сильного взаимодействия, кирально-инвариантного относительно $SU(4) \times SU(4)$ -симметрии, и лагранжиана слабого взаимодействия в форме "ток на ток" были вычислены вероятности двух- и трехчастичных распадов D- и F-мезонов. Лагранжиан слабого взаимодействия строго удовлетворяет правилу отбора $|\Delta I| = 1$ ("идеальный" случай $\theta_c = 0$) и преобразуется по представлению 20_8 группы $SU(4)$. Вычисленные вероятности удовлетворительно согласуются в рамках точности киральной теории с имеющимися экспериментальными данными. В данной работе сделана попытка описать нелептонные распады η_c (2830)-мезона при тех же предположениях.

В разделе 2 обсуждается лагранжиан сильного взаимодействия, инвариантный относительно преобразований группы $SU(4) \times SU(4)$. Нарушение симметрии выбирается по простейшему $(4, 4^*) + (4^*, 4)$ представлению этой группы. Рассматриваются некоторые соотношения для квадратов масс псевдоскалярных мезонов и нелептонные распады η_c , возникающие при нарушении симметрии лагранжиана.

В разделе 3 приводится лагранжиан слабого взаимодействия и вычисляются вероятности слабых нелептонных распадов η_c -мезона.

В приложении выписан явный вид мезонной матрицы для группы $SU(4)$ в экспоненциальной параметризации.

2. ЛАГРАНЖИАН СИЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Лагранжиан сильного взаимодействия, инвариантный относительно преобразований группы $SU(4) \times SU(4)$, имеет следующий вид:

$$\mathcal{L}_s = \frac{F_\pi^2}{4} \text{Sp}(\partial_\mu M \partial_\mu M^+), \quad (1)$$

где матрица M описывает 15-плет псевдоскалярных мезонов. В экспоненциальной параметризации

$$M = \exp \left\{ \frac{i}{F_\pi} \lambda^k \phi_k \right\}, \quad (2)$$

λ^k — матрицы в $SU(4)$, ϕ^k — поля псевдоскалярных мезонов. Матричное представление M приведено в приложении. В (2) используется предположение о равенстве констант $F_\pi \approx F_k \approx F_\eta \approx F_D \approx F_F \approx F_{\eta_c}$.

Нарушение симметрии лагранжиана (1) выбирается по простейшему представлению $(4, 4^*) + (4^*, 4)$ группы инвариантности лагранжиана сильного взаимодействия аналогично схеме GMOR^{/2/}. В работе^{/3/} предложено нарушение симметрии $SU(3) \times SU(3)$ проводить вращением мезонной матрицы M вокруг 7-й оси пространства $SU(3)$. При этом массы псевдоскалярных мезонов выражаются через массу K -мезона и угол Кабиббо^{/3,4/}:

$$\begin{aligned} m_\pi^2 &= m_K^2 \sin^2 \theta_c, \\ m_\eta^2 &= \frac{1}{3} m_K^2 (4 - 3 \sin^2 \theta_c). \end{aligned} \quad (3)$$

Нарушая $SU(4) \times SU(4)$ -симметрию вращением матрицы M (2) вокруг 14-й оси пространства $SU(4)$ ^{/5/}

$$\Delta \mathcal{L}_s = F_\pi^2 (e^{-i\lambda_{14} \theta_c} M e^{i\lambda_{14} \theta_c})_{44}, \quad (4)$$

можно получить массовые соотношения для "очарованных" мезонов:

$$\begin{aligned} m_K^2 &= m_F^2 \sin^2 \theta_c, \\ m_\eta^2 &= \frac{4}{3} m_F^2 \sin^2 \theta_c, \\ m_D^2 &= m_F^2 \cos^2 \theta_c, \\ m_{\eta_c}^2 &= \frac{3}{2} (1 - 2 \sin^2 \theta_c). \end{aligned} \quad (5)$$

Дальнейшее нарушение симметрии проводится вращением M вокруг 7-й оси пространства $SU(4)$. (3) и (5) хорошо описывают соотношения между квадратами масс псевдоскалярных мезонов и дают возможность выразить массы частиц через массу пиона и угол Кабиббо.

При вращении мезонной матрицы вокруг 7-й оси пространства $SU(4)$ возникают также лагранжианы, ответственные за распад $\eta \rightarrow 3\pi$, и в работе^{/3/} было предложено описывать его изоспиновым нарушением. Аналогично при вращении M вокруг 14-й оси пространства $SU(4)$ возникают лагранжианы, соответствующие распадам η_c -мезона и переходу $\eta_c \rightarrow \eta$:

$$\mathcal{L}_{\eta_c \eta} = \frac{1}{2\sqrt{2}} m_\eta^2 (\eta_c \eta). \quad (6)$$

Амплитуды и вероятности трехчастичных распадов η_c , возникающих при нарушении $SU(4) \times SU(4)$ -симметрии, приведены в таблице 1.

Таблица 1

Нелептонные распады η_c -мезона, описываемые лагранжианами (4) и (6)

Моды распадов	Амплитуда	Вероятность (МэВ)
$\eta_c \rightarrow K^+ K^- \pi^0$	$\frac{1}{3\sqrt{24}} \left(\frac{m_k}{F_\pi}\right)^2 \left\{ 1 - \left(\frac{m_\pi^2}{m_{\eta_c}^2 - m_\pi^2} \right) \frac{s_3 - s_0}{m_\pi^2} \right\}$	0,47
$\eta_c \rightarrow K^+ K^- \eta$	$\frac{1}{3\sqrt{72}} \left(\frac{m_k}{F_\pi}\right)^2 \left\{ 1 - \left(\frac{2m_\eta^2}{m_{\eta_c}^2 - m_\eta^2} \right) \frac{s_3 - s_0}{m_\eta^2} \right\}$	0,16
$\eta_c \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \pi^0$	$\frac{1}{3\sqrt{24}} \left(\frac{m_k}{F_\pi}\right)^2 \left\{ 1 - \left(\frac{m_\pi^2}{m_{\eta_c}^2 - m_\pi^2} \right) \frac{s_3 - s_0}{m_\pi^2} \right\}$	0,48
$\eta_c \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \eta$	$\frac{1}{3\sqrt{72}} \left(\frac{m_k}{F_\pi}\right)^2 \left\{ 1 - \left(\frac{2m_\eta^2}{m_{\eta_c}^2 - m_\eta^2} \right) \frac{s_3 - s_0}{m_\eta^2} \right\}$	0,16
$\eta_c \rightarrow \bar{K}^0 K^+ \pi^-$	$\frac{1}{3\sqrt{12}} \left(\frac{m_k}{F_\pi}\right)^2$	0,95
$\eta_c \rightarrow K^0 K^- \pi^+$	$\frac{1}{3\sqrt{12}} \left(\frac{m_k}{F_\pi}\right)^2$	0,95
$\eta_c \rightarrow \eta \eta \eta$	$\frac{1}{6\sqrt{72}} \left(\frac{m_\eta}{F_\pi}\right)^2$	$6,1 \cdot 10^{-3}$

3. ЛАГРАНЖИАН СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Лагранжиан слабого взаимодействия выбирается в форме "ток x ток" /1/:

$$\mathcal{L}_w = \frac{G_w}{\sqrt{2}} (J_\mu^- J_\mu^+) \quad (7)$$

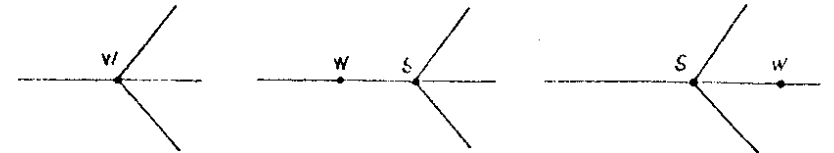
G_w - константа слабого взаимодействия $\frac{10^{-5}}{m_p^2} \cdot 15$ -плет слабых токов J_μ^i является нелинейной реализацией $SU(4) \times SU(4)$ -симметрии

$$i\lambda^i J_\mu^i = F_\pi^2 (M \partial_\mu M^\dagger) \quad (8)$$

Лагранжиан (7), описывающий нелептонные распады мезонов, преобразуется по представлению $20_s + 84_s$ группы $SU(4)^{7,8}$ В /1/ исходя из предположения о равенстве нулю угла Кабиббо (строгое выполнение правила $\theta_c = 0$) предложен лагранжиан для описания слабых нелептонных распадов D- и F-мезонов:

$$\mathcal{L}_w = \frac{G_w}{\sqrt{2}} \{ (J_\mu^{13} - iJ_\mu^{14})(J_\mu^1 - iJ_\mu^2) - (J_\mu^9 - iJ_\mu^{10})(J_\mu^6 + iJ_\mu^7) \} + \text{э.с.} \quad (9)$$

В этой работе рассматриваются слабые нелептонные распады η_c -мезона. Вклад в амплитуду распадов дадут диаграммы на рисунке.



Явный вид токов, входящих в лагранжиан (9), приведен в /1/. Амплитуды и вероятности слабых нелептонных распадов η_c выписаны в табл. 2.

Таблица 2

Слабые нелептонные распады η_c -мезона, описываемые лагранжианами (1) и (9). $s_i = (\mathbf{k} - \mathbf{p}_i)^2$, k - импульс η_c -мезона, p_i - импульс i -й частицы, $s_0 = \frac{1}{2}(s_1 + s_2 + s_3)$.

Моды распадов	Амплитуда	Вероятность (МэВ)
$\eta_c \rightarrow D^0 K^0$	$-i \frac{G_w}{\sqrt{2}} F_\pi \frac{2}{\sqrt{6}} (2m_{\eta_c}^2 - m_D^2 - m_K^2)$	$1,7 \cdot 10^{-10}$
$\eta_c \rightarrow F^+ \pi^-$	$-i \frac{G_w}{\sqrt{2}} F_\pi \frac{2}{\sqrt{6}} (2m_{\eta_c}^2 - m_F^2 - m_\pi^2)$	$1,6 \cdot 10^{-10}$
$\eta_c \rightarrow F^+ \pi^- \pi^0$	$-\frac{G_w}{\sqrt{2}} \frac{4}{\sqrt{24}} (0,52) m_{\eta_c}^2 \left\{ 1 - \frac{\sigma}{m_\pi^2} (s_3 - s_0) \right\}$ $\sigma = 0,026$	$0,15 \cdot 10^{-11}$
$\eta_c \rightarrow K^- \pi^+ D^0$	$-\frac{G_w}{\sqrt{2}} \frac{2}{\sqrt{6}} (0,9) m_{\eta_c}^2 \left\{ 1 - \frac{\sigma}{m_D^2} (s_3 - s_0) \right\}$ $\sigma = 1,65$	$0,61 \cdot 10^{-11}$
$\eta_c \rightarrow F^+ \pi^- \eta$	$-\frac{G_w}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{72}} (2,04) m_{\eta_c}^2 \left\{ 1 - \frac{\sigma}{m_\eta^2} (s_3 - s_0) \right\}$ $\sigma = -0,067$	$0,07 \cdot 10^{-11}$
$\eta_c \rightarrow D^+ \pi^- K^0$	$\frac{G_w}{\sqrt{2}} \frac{2}{\sqrt{6}} (0,8) m_{\eta_c}^2 \left\{ 1 - \frac{\sigma}{m_K^2} (s_3 - s_0) \right\}$ $\sigma = -0,14$	$0,38 \cdot 10^{-11}$
$\eta_c \rightarrow D^0 \pi^0 K^0$	$-\frac{G_w}{\sqrt{2}} \frac{2}{\sqrt{12}} (0,86) m_{\eta_c}^2 \left\{ 1 - \frac{\sigma}{m_K^2} (s_3 - s_0) \right\}$ $\sigma = 0,18$	$0,23 \cdot 10^{-11}$

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе дано описание распадов η_c -мезона, идущих за счет изоспинового нарушения $SU(4) \times SU(4)$ -симметрии и слабых нелептонных распадов.

Из табл. 1, 2 видно, что среди нелептонных распадов η_c -мезона должны доминировать распады, идущие по изоспиновому нарушению, среди слабых нелептонных распадов доминирующими являются распады на $D^0 K^0, F^+ \pi^-, K^- \pi^+ D^0, D^+ \pi^- K^0$. Как уже отмечалось, лагранжиан слабого взаимодействия (9) описывает распады со строгим выполнением правила $|\Delta I| = 1$ ("идеальный" случай $\theta_c = 0$). Амплитуды слабых нелептонных распадов, нарушающих это правило, будут пропорциональ-

ны $\sim \frac{G_w}{\sqrt{2}} \sin \theta_c \cos \theta_c, \sim \frac{G_w}{\sqrt{2}} \sin^2 \theta_c$ /9/ и равны

нулю при $\theta_c = 0$.

В заключение я выражаю глубокую признательность В.Н.Первушину за постановку задачи, постоянное внимание к работе и стимулирующие обсуждения.

Матрица мезонов M в SU(4)

$ab U - \frac{\beta}{F_\pi} (K_L \bar{K} + D_L \bar{D}_R)$	$(a^{-1/2} b) \left\{ \frac{1}{F_\pi} U^{1/2} K \right\}$	$(a^{1/2} b^{-1}) \left\{ \frac{1}{F_\pi} U^{1/2} \bar{D} \right\}$	$+ 0 \left(\frac{\bar{K} \bar{K} \bar{D} \bar{D} \bar{F} \bar{F}}{F_\pi^2 F_\pi^2 F_\pi^2 F_\pi^2} \right)$
$\left \frac{1}{F_\pi} U^{1/2} K \right\} (a^{-1/2} b)$	$(a^{-2} b) \gamma \left\{ 1 + \frac{1}{2} \frac{K \bar{V} K + F \bar{V} F \right\}$	$(ab)^{-1} \left\{ \frac{1}{F_\pi} F + \frac{1}{F_\pi} F \bar{V} \right\}$	
$\left\{ \frac{1}{F_\pi} U^{1/2} \bar{D} \right\} (a^{1/2} b^{-1})$	$\left\{ \frac{1}{F_\pi} \bar{F} + \frac{1}{F_\pi} \bar{V} \bar{F} \bar{K} ab \right\}^{-1}$	$b^{-3} \gamma' \left\{ 1 + \frac{1}{2} \frac{\bar{D} \bar{V} \bar{D} + \bar{F} \bar{V} \bar{F}}{F_\pi^2} \right\}$	

$$M \rightarrow \exp \left\{ \frac{1}{F_\pi} \lambda^k \hat{Q}_k \right\} =$$

$$a = \exp \left\{ \frac{1}{F_\pi} \frac{\eta_3}{\sqrt{3}} \right\}, b = \exp \left\{ \frac{1}{F_\pi} \frac{\eta_8}{\sqrt{6}} \right\}, \beta = \frac{1}{1+\gamma}, \gamma = \sqrt{1 - \frac{1}{2F_\pi^2} (K \bar{K} + \bar{D} D)}, \gamma' = \sqrt{1 - \frac{1}{2F_\pi^2} (K \bar{K} + \bar{F} F)}, \gamma'' = \sqrt{1 - \frac{1}{2F_\pi^2} (D \bar{D} + \bar{F} F)}.$$

$$V = \frac{1}{\sqrt{2}} (U - 1 - i\hat{\pi}), W = \frac{1}{1+\gamma'} \frac{1}{\sqrt{3}} (U - 1 - i\hat{\pi} - \frac{\hat{\pi}^2}{2}), K' = \frac{\sin(\hat{\pi}/2)}{(\hat{\pi}/2)} K, D' = \frac{\sin(\hat{\pi}/2)}{(\hat{\pi}/2)} D,$$

$$K_L = U^{1/2} K, \bar{K}_R = \bar{K} U^{1/2}, D_L = U^{1/2} D, \bar{D}_R = \bar{D} U^{1/2}, U = e^{i\hat{\pi}}, \hat{\pi} = \frac{1}{F_\pi} (\hat{\pi} \pi), K = \sqrt{2} \begin{pmatrix} K^+ \\ K^0 \end{pmatrix}, D = \sqrt{2} \begin{pmatrix} D^0 \\ D^- \end{pmatrix}, F = \sqrt{3} F^+.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Калиновский Ю.Л. Первушин В.Н. ОИЯИ, P2-11358, Дубна, 1978.
2. Gell-Mann M., Oakes R.J., Renner B. Phys.Rev., 1968, 175, p. 2195.
3. Oakes R.J. Phys.Lett., 1969, 29B, p. 683.
4. Eliezer S. Phys.Rev., 1975, D11, p. 189.
5. Lanik J. Preprint IC/75/44, 1975; Ebrahim A. Phys.Lett., 1977, 69B, p. 229.
6. Ebrahim A., Serdaroglu M. Phys.Lett., 1974, 48B, p. 338.
7. Einhorn M.B., Quigg C. Phys.Rev., 1975, D2, p. 2018.
8. Einhorn M.B. Preprint FERMILAB-LECTURE-75/1-THY/EXP, 1975.
9. Singer M. Preprint COO-605, June 1977; Phys.Rev. 1977; 16D, p. 2304; Nuov.Cim., 1977, 42A, p.25.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 июня 1978 года.